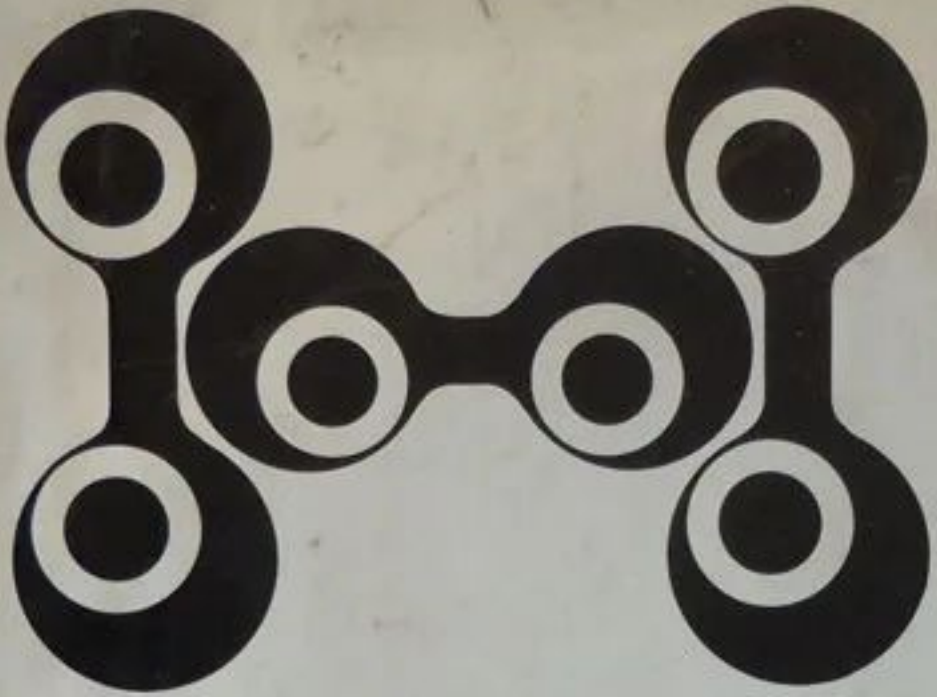
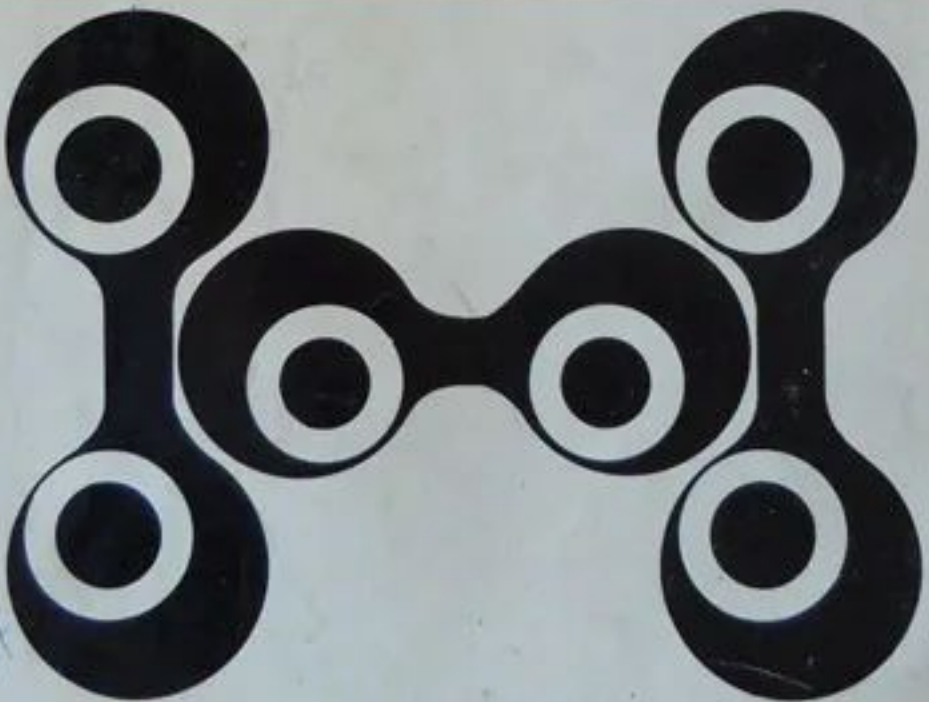


P. E. Gray
C. L. Searle

*

Bazele electronicii moderne (I)



Biblioteca de automatică, informatică, electronică, management

●

J. G. Gille s.a.	Teoria și calculul sistemelor de reglare automată
J. G. Gille s.a.	Elementele sistemelor de reglare automată
A. G. Ivahnenko	Cibernetica tehnică
A. V. Beserkerski	Teoria reglării automate. Culegere de probleme
B. Ia. Kogan	Dispozitive electronice de modelare și folosirea lor pentru studiul sistemelor de reglare automată
B.M. Kagan, T. M. Ter-Mikaelian	Rezolvarea problemelor inginerești cu calculatoare numerice
V. Solodovnikov .s.a.	Regulatoare automate și sisteme de urmărire
W. Oppelt	Tehnica reglării automate
D. V. Vasiliev, s.a.	Calculul și proiectarea sistemelor de urmărire
M. Mănescu s.a.	Mașini de calcul pentru mecanizarea și automatizarea lucrărilor economice și administrative
M. Pelegrin	Calculatoare analogice și numerice. Aplicații în automatizări
I. Papadache, G. Weinrich s.a.	Regulatoare electronice
W. Simon	Conducerea numerică a mașinilor unelte
P. Naslin	Circuite logice și automatizări secvențiale
C. J. Savant	Calculul sistemelor automate
J. E. Gibson	Sisteme automate neliniare
B. Kuo	Sisteme automate cu eșantionare
W. A. Geyger	Dispozitive magnetice neliniare
E. Lewis, H. Stern	Sisteme automate hidraulice
G. V. Drujinin	Siguranța în funcționare a sistemelor automate
G. A. Korn	Simularea și măsurarea proceselor aleatoare
S. E. Elmaghraby	Proiectarea sistemelor de producție
Y. Chu	Bazele proiectării calculatoarelor numerice
R.S. Ledley	Programarea și utilizarea calculatoarelor numerice
E. S. Savas	Conducerea cu calculatoare a proceselor industriale
L. Karplus	Sisteme de calculatoare cu divizarea timpului
I. Flores	Sisteme de programe („software" pentru calculatoare numerice
Al. Spătaru	Teoria transmisiunii informației. vol I, II
I. Belea s.a.	Circuite cu semiconductoare în industrie. Aparate de măsurat
A. Vătășescu s.a.	Circuite cu semiconductoare în industrie. Amplificatoare și oscilatoare
A. Mateescu	Circuite corectoare
R. Paul	Tehnica măsurării tranzistoarelor
D. Petcu s.a.	Pneumoautomatica
S. Călin, C. Belea	Sisteme automate adaptive și optimale
C. Penescu s.a.	Identificarea experimentală a proceselor automatizate
H. B. Maynard (editor)	Conducerea activității economice Vol. I, II. III, IV.
S. Condrea	Rețele și sisteme de telecomunicații
M. Drăgănescu	Electronica corpului solid
S. Călin, C. Belea	Sisteme automate complexe
L. M. Goldenberg	Teoria și calculul circuitelor de impulsuri
L. A. Zadeh și E. Polak	Teoria sistemelor

Paul E. Gray **Campbell L. Searle**
Institutul de tehnologie Massachusetts

*

Bazele electronicii moderne

Traducere după ediția americană, cu o completare, aprobată pentru ediția română, cuprinzînd rezolvările problemelor propuse în original, elaborată de autori.

vol. I

Editura tehnică
București 1973

Tabla de materie analitică
Vol. I

Cuvînt înainte la ediția română
Prefața autorilor

Lista simbolurilor uzuale 10

1. Circuite, dispozitive și modele electronice 19

1.1. Introducere 21
1.2. Dispozitiv activ în stare solidă 30
1.3. Amplificator elementar 37
1.4. Modelarea și analiza circuitelor active liniare 52
1.5. Dezvoltarea subiectului 59
Bibliografie 59
Probleme 60

2. Mecanisme de conducție în semiconductoare 63

2.1. Metale și semiconductoare 65
2.2. Concentrații de purtători 80
2.3. Recombinarea și generarea purtătorilor în exces 89
2.4. Transportul curentului electric 92
Bibliografie 99
Probleme 99
Note asupra demonstrațiilor 106

3. Distribuția și curgerea purtătorilor de sarcină în semiconductoare 109

3.1. Introducere 111
3.2. Injecția optică într-o regiune fără recombinare 113
3.3. Efectul recombinării asupra curgerii 122
3.4. Semiconductoare gradate și cîmpuri interne 128
3.5. Rezumat asupra considerațiilor de curgere 134
Probleme 134

4. Electronica fizică a diodei cu joncțiune 139

4.1. Introducere 141
4.2. Joncțiunea $p-n$ 143
4.3. Un model fizic pentru joncțiunea pn 159
4.4. Comportarea dinamică a joncțiunii pn 169
4.5. Structuri de diode cu joncțiune 178
4.6. Fotodiode cu joncțiune 181
Bibliografie 186
Probleme 186

5. Structura și fabricarea dispozitivelor semiconductoare 193

5.1. Introducere 195
5.2. Fabricarea structurilor semiconductoare 195
5.3. Componente semiconductoare elementare 207
5.4. Circuitele integrate în electronică 211
Bibliografie 218
Probleme 218

6. Circuite cu diode și modelarea lor 223

6.1. Introducere 225
6.2. Modele de diode liniare pe porțiuni 226
6.3. Modele și analiză de semnal mic, pentru diode 238
6.4. Circuite de conversie a puterii 245
6.5. Diode semiconductoare speciale 260
Bibliografie 265
Probleme 265

7. Tranzistoare bipolare cu joncțiuni 271

7.1. Tranzistoare cu joncțiuni ca ventile de comandă 273
7.2. Funcționarea tranzistorului bipolar 275
7.3. Circuite echivalente pentru lucrul în regiunea activă la viteze mici . . . 281
7.4. Exemple de analiza circuitelor cu tranzistoare 293
7.5. Funcționarea tranzistorului la valori extreme ale tensiunii de colector . . . 306
Bibliografie 310
Probleme 311

8. Modele de regim dinamic pentru tranzistoare bipolare 317

8.1. Funcționarea în regim dinamic și sarcina stocată 319
8.2. Aplicațiile modelului cu control prin sarcină 332
Probleme 342

9. Tranzistoare cu efect de cîmp de tip MOS 345

9.1. Introducere 347
9.2. Proprietățile electrice ale suprafeței semiconductorului 352
9.3. Caracteristicile statice ale tranzistorului MOS 357
9.4. Modele de regim dinamic pentru tranzistoarele MOS 372
9.5. Aplicațiile tranzistoarelor MOS 378
Bibliografie 381
Probleme 381

10. Tranzistoare cu efect de cîmp cu poartă joncțiune 385

10.1. Structura fizică 387
10.2. Caracteristicile statice ale curentului de drenă 389
10.3. Aspecte ale funcționării dinamice 397
10.4. Comparație între tranzistoarele cu efect de cîmp cu poartă joncțiune și cele MOS 398
Bibliografie 398
Probleme 339

11. Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare 401

11.1. Funcționarea liniară a circuitelor active 403
11.2. Circuite echivalente de semnal mic pentru dispozitive active 405
11.3. Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare cu efect de cîmp . . . 407
11.4. Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare bipolare 413
11.5. Aplicații ale circuitelor echivalente de semnal mic 426
Probleme 441

12. Determinarea parametrilor de semnal mic 449

12.1. Descrierea cu ajutorul rețelelor de cuadripol 452
12.2. Măsurarea parametrilor π-hibrizi 457
12.3. Variația parametrilor π-hibrizi cu tensiunea, curentul și temperatura . . 464
12.4. Parametrii de semnal mic pentru TEC 475
Bibliografie 478
Probleme 478

13. Polarizarea tranzistoarelor cu efect de cîmp și bipolare 481

13.1. Factorii care intervin în alegerea punctului de funcționare 483
13.2. Rețele de polarizare pentru tranzistoare cu efect de cîmp 493
13.3. Circuit de polarizare simplu pentru conexiunea cu emitorul comun . . . 498
13.4. Circuit de polarizare practic pentru conexiunea cu emitorul comun . . . 500
13.5. Proiectarea detaliată a rețelei de polarizare 505
13.6. Proiectarea polarizării pentru tranzistoare cu germaniu 513
13.7. Polarizarea altor configurații de circuit ale tranzistorului 519
13.8. Demonstrații experimentale la curs 520
Probleme 523

14. Calculul răspunsului la joasă frecvență și la înaltă frecvență 525

14.1. Cuplaj prin condensator 529
14.2. Decuplarea emitor — sau sursă-masă prin condensator 538
14.3. Circuite de polarizare cu condensatoare de cuplaj și de decuplare 545
14.4. Alegerea lui C_c și C_e pentru alte scheme de circuit 551
14.5. Performanțele de înaltă frecvență ale amplificatoarelor cu emitor comun 553
14.6. Performanțele de înaltă frecvență ale amplificatoarelor cu sursa comună 563
14.7. Caracteristica globală de frecvență și răspunsul la semnal treaptă al amplificatorului cu un singur etaj 566
Bibliografie 573
Probleme 574

Lista simbolurilor freevent folosite

a	Amplificarea amplificatorului într-o schemă-bloc cu reacție.
a_o	Valoarea lui a la frecvențe medii.
b	Partea imaginară a unei admitanțe.
A	Aria joncțiunii.
C	Capacitatea.
C_b	Capacitatea de semnal mic de încărcare a bazei.
C_{gs}	Capacitatea de semnal mic poartă-sursă.
C_{gd}	Capacitatea de semnal mic poartă-drenă.
C_j	Capacitatea de semnal mic a stratului de sarcină spațială a joncțiunii.
C_{jc}	Capacitatea de semnal mic a joncțiunii colectorului.
C_{je}	Capacitatea de semnal mic a joncțiunii emitorului.
C_μ	Capacitatea de semnal mic într-un tranzistor bipolar.
C_π	Capacitatea ce semnal mic ($C_b + C_{je}$) în circuitul echivalent π hibrid.
D	Coeficientul de difuzie al purtătorilor de sarcină [1]).
$\mathcal{E}$	Cîmpul electric.
$\mathcal{E}_o$	Cîmpul electric în oxid într-un tranzistor MOS.
$\mathcal{E}_0$	Cîmpul electric la conturul metalurgic al unei joncțiuni *pn*.
f	Amplitudinea rețelei de reacție într-o schemă-bloc cu reacție.
f_o	Valoarea lui f la frecvențe medii.
f_T	Frecvența la care modulul cîștigului de curent de semnal mic în scurtcircuit cu emitorul comun se extrapolează la unitate.
G, g	Conductanța, parte reală a unei admitanțe.
g_m	Conductanța de semnal mic a unui tranzistor.
g_o	Conductanța de semnal mic de ieșire.
g_x	Conductanța de semnal mic de bază.
g_π	Conductanța în circuitul echivalent hibrid.
h	Parametrul de cuadripol h[2]).

[1]) În desemnarea coeficienților de difuzie și a mobilităților se utilizează în general indicii e și h pentru a arăta că parametrii descriu proprietățile dinamice ale electronilor sau respectiv golurilor. La tranzistoarele bipolare se folosesc indicii e, b, și c pentru a se indica că parametrul se aplică purtătorilor minoritari din regiunile de emitor, bază sau colector. În puține cazuri, unde se utilizează coeficienți de difuzie sau mobilități ale purtătorilor majoritari se folosesc indici dubli, dacă există posibilități de confuzie (*NA*).

[2]) Parametrii de cuadripol h, y și z se identifică cu o notație cu doi indici. *Primul* indice desemnează *funcția* parametrului:

i Parametru de intrare de tip dipol.
o Parametru de ieșire de tip dipol.
f Parametru de transfer direct.
r Parametru de transfer invers.

Cînd acești parametri se folosesc ca să descrie proprietățile tranzistorului, al doilea parametru descrie configurația:

e Emitor comun
b Bază comună
c Colector comun
s Sursă comună
g Poartă comună
d Drenă comună

Cînd acești parametri se folosesc pentru descrierea componentelor unei conexiuni cu reacție, al doilea indice este fie a (care se aplică amplificatorului de bază), fie f (care se aplică rețelei de reacție). *(NA)*

I, i Curentul electric [1].

I_{CBO}, I_{CO} Curentul de saturație al joncțiunii de colector a unui tranzistor cu emitorul în circuit deschis.

I_{CS} Curentul de saturația al joncțiunii de colector a unui tranzistor cu emitorul scurt-circuitat la bază.

I_{EO} Curentul de saturație al joncțiunii de emitor a unui tranzistor cu colectorul în circuit deschis.

I_{ES} Curentul de saturație al joncțiunii de emitor a unui tranzistor cu colectorul scurt-circuitat la bază.

I_s Curentul de saturație al unei diode cu joncțiune idealizată.

J Densitatea curentului electric. Indicii e și h desemnează densitățile de curent de electroni și de goluri.

k Constanta lui Boltzmann.

K_E ; K_C Parametrii care leagă sarcinile regiunilor de sarcină spațială de emitor și de colector cu tensiunile pe joncțiuni.

L Lungimea canalului într-un tranzistor cu efect de cîmp ; lungimea de difuzie a purtătorilor în exces.

l Lărgimea totală a regiunii de sarcină spațială a unei joncțiuni.

l_n Lărgimea porțiunii regiunii de sarcină spațială care se întinde în materialul de tip n.

l_p Lărgimea porțiunii regiunii de sarcină spațială care se întinde în materialul de tip p.

M Raportul de multiplicare în avalanșă ; viteza de generare de suprafață a purtătorilor în exces (pe unitatea de timp și pe unitatea de suprafață).

N Concentrația netă de impurități, adică concentrația de donori în exces față de concentrația de acceptori.

N_a Concentrația de impurități acceptoare.

N_A Concentrația de impurități acceptoare în partea p a unei joncțiuni pn abrupte.

N_d Concentrația de impurități donoare.

N_D Concentrația de impurități donoare în partea n a unei joncțiuni pn abrupte.

n Concentrația de electroni [2].

n' Concentrația de electroni în exces [2].

n_i $n_i(T)$ Concentrația intrinsecă de purtători.

p Concentrația de goluri [2].

p' Concentrația de goluri în exces [2].

---

[1] Curenții și tensiunile la terminalele diodelor și tranzistoarelor se desemnează în modul următor : Indicii se folosesc să indice terminalele în care curge curentul (direcția de referință este înspre terminal) sau perechea de terminale la care apare tensiunea (direcția de referință se definește prin ordinea indicilor ; semnul plus se asociază cu terminala identificată prin primul indice). Se definesc variabile de patru tipuri :

— Variabile de curent continuu sau de punct de funcționare : simboluri cu litere mari și indici cu litere mari.

— Variabile instantanee totale : simboluri cu litere mici și indici cu litere mari.

— Variabile instantanee de semnal mic : simboluri cu litere mici și indici cu litere mici.

— Amplitudini complexe ale componentelor de semnal mic : simboluri cu litere mari și indici cu litere mici. O tensiune v sau V lîngă un nod se presupune că este măsurată față de pămînt. În afara cazurilor cînd este marcat altfel, direcția de referință este astfel încît nodul este pozitiv față de pămînt cînd v sau V este pozitiv. *(NA)*

[2] La desemnarea concentrațiilor în dispozitivele cu joncțiuni, regiunea semiconductoare se indică printr-un indice n sau p pentru o diodă sau e, b sau c pentru un tranzistor bipolar. Folosirea celui de al doilea indice desemnează valoarea de echilibru termic a concentrației corespunzătoare. *(NA)*

q Mărimea sarcinii electronice.

q_B Sarcina totală în exces stocată în baza unui tranzistor bipolar.

q_F Componenta directă a sarcinii în exces stocată în baza unui tranzistor bipolar.

q_R Componenta inversă a sarcinii în exces stocată în baza unui tranzistor bipolar.

q_S Sarcină de saturație stocată în baza unui tranzistor.

q_T Sarcina în fiecare jumătate a unui strat dipolar într-o regiune de sarcină spațială de joncțiune, măsurată față de sarcina la $V = 0$.

q_{TE} Sarcina regiunii de sarcină spațială a joncțiunii emitorului.

q_{TC} Sarcina regiunii de sarcină spațială a joncțiunii colectorului.

Q Factorul de calitate al unei perechi complexe de poli.

Q_{FO}, Q_{RO} Parametrii care leagă componentele directe și inverse ale sarcinii în exces în regiunea bazei cu tensiunile pe joncțiuni.

R, r Rezistența.

r_x Rezistența de semnal mic de bază.

$\mathcal{R}$ Viteza de recombinare (pe unitatea de timp, pe unitatea de volum) a purtătorilor în exces.

r_π Rezistența de semnal mic în circuitul echivalent π hibrid.

s Variabila complexă de frecvență.

t_d Timpul de propagare.

t_f Timpul de cădere.

t_r Timpul de creștere.

t_{sd} Timpul de întîrziere de stocare.

T Temperatura absolută.

V, v Tensiunea de pereche de terminale (v. nota de subsol[1] de la p. 16).

V_i Tensiunea de joncțiune, adică schimbarea înălțimii barierei de potențial la o joncțiune.

V_p Tensiunea de gîtuire la un tranzistor cu efect de cîmp.

W Lărgimea regiunii neutre a bazei într-un tranzistor sau într-o diodă subțire.

y Parametrul y de semnal mic sau parametrul de admitanță (v. nota de subsol de la p. 15).

z Parametrul Z de semnal mic sau parametrul de impedanță.

α Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mic, cu baza comună.

α_F Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mare, de injecție directă, cu baza comună.

α_R Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mare de injecție inversă, cu baza comună.

β Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mic, cu emitorul comun.

β_0 Valoarea de joasă frecvență a lui β.

β_F Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mare, de injecție directă, cu emitorul comun.

β_R Amplificarea de curent în scurtcircuit, de semnal mare, de injecție inversă, cu emitorul comun.

γ_S Densitatea de stări de suprafață.

Δ Desemnează o schimbare mică cînd este utilizat în fața unei variabile ; un determinant.

∇ Desemnează gradientul unei funcții.

Pierderea de recombinare.

ε Permitivitatea dielectrică absolută.

μ Mobilitatea purtătorului de sarcină (v. nota[1] de subsol de la p. 15)

ρ Concentrația de sarcină spațială.

σ Conductivitatea electrică.

τ Constanta de timp ; timpul de viață al purtătorilor în exces.

τ_{BF} Timpul de viață efectiv în regiunea bazei, cu injecție directă.

τ_{BR} Timpul de viață efectiv în regiunea bazei, cu injecție inversă.

τ_F Parametrul de control prin sarcină cu injecție directă.

τ_{j0} Constanta de timp asociată condensatorului j cu toate celelalte condensatoare în circuit deschis.
τ_{js} Constanta de timp asociată condensatorului j cu toate celelalte condensatoare în scurtcircuit.
τ_R Parametrul de control prin sarcină cu injecție inversă.
τS Parametrul de control prin sarcină al regiunii de saturație.
ψ Potențialul electrostatic.
ψ_0 Bariera de potențial electrostatic la echilibru termic la o joncțiune pn (potențial de contact)
ω Frecvența unghiulară.
ω_b Frecvența de tăiere transversală.
ω_h Frecvența dincolo de domeniul frecvențelor medii la care modulul amplificării scade la 0,707 din valoarea lui la frecvențe medii.
ω_l Frecvența unghiulară dinainte de domeniul frecvențelor medii la care modulul amplificării scade la 0,707 din valoarea lui la frecvențe intermediare.
ω_T Frecvența unghiulară la care modulul amplificării de curent în scurtcircuit de semnal mic, cu emitorul comun se extrapolează la unitate.

CAPITOLUL 1

CIRCUITE, DISPOZITIVE ŞI MODELE ELECTRONICE

CAPITOLUL 1

CIRCUITE, DISPOZITIVE ŞI MODELE ELECTRONICE

1.1. Introducere

1.1.1. Controlul puterii şi dispozitivele active
1.1.2. Componente, modele şi elemente

1.2 Dispozitiv activ în stare solidă

1.2.1. Structura fizică
1.2.2. Modul de lucru
1.2.3. Model de circuit

1.3. Amplificator elementar

1.3.1. Analiza grafică
1.3.2. Fluxul de energie
1.3.3. Metode grafice în circuite mai complexe
1.3.4. Amplificarea liniară
1.3.5. Circuite de cuplare şi de polarizare

1.4. Modelarea şi analiza circuitelor active liniare

1.4.1. Un model de semnal mic
1.4.2. Analiza unui amplificator de semnale mici

1.5. Dezvoltarea subiectului

Bibliografie
Probleme

1

Circuite, dispozitive şi modele electronice

1.1. INTRODUCERE

Aportul pe care îl aduce un inginer în industrie se măsoară după capacitatea sa de a furniza soluţii tehnologice pentru rezolvarea problemelor ridicate de necesităţile economice. Exemple obişnuite de astfel de probleme pot fi găsite într-o serie de domenii cu vaste aplicaţii, cum ar fi comunicaţiile, prelucrarea informaţiei, distribuţia şi controlul energiei, precum şi conducerea şi controlul proceselor naturale şi industriale.

O mare parte a activităţii tehnologice a inginerilor electricieni se referă la *circuitele electrice*. În general, aceste circuite sînt formate prin interconectarea unor elemente componente cum sînt: rezistoarele, condensatoarele, dispozitivele semiconductoare, tuburile electronice şi releele, care realizează funcţiunile cerute într-un sistem tehnic. Evident că familia tipurilor generice de elemente componente de circuit este extrem de mare, după cum tot atît de mare este şi domeniul de aplicare a diferitelor tehnici ale circuitelor.

Problemele tehnice ale inginerului specialist în circuite se axează în jurul problemei centrale a *proiectării circuitelor*. Aceasta înseamnă că inginerului i se indică comportarea funcţională dorită a unei piese din echipament sau a unui subansamblu, şi pe această bază el trebuie să proiecteze interconexiunile specifice elementelor componente, astfel încît ansamblul complet să aibă caracteristicile prescrise. Proiectarea circuitelor este o activitate creatoare care nu cere numai experienţă şi pricepere, dar şi intuiţie şi ... ceva noroc; ea mai cere şi o perfectă cunoaştere a proprietăţilor pe care le au în circuit componentele disponibile,

precum şi capacitatea de a putea prevedea comportarea circuitelor formate prin interconectarea acestor componente. Proiectarea circuitelor se bazează pe o îmbinare a două aspecte complementare prezentate de circuitele electrice. Primul aspect se referă la descrierea electrică a componentelor folosite în circuite şi se numeşte *modelare*. Cel de al doilea aspect se referă la descrierea matematică a interconexiunilor de modele de circuite şi se numeşte *teoria circuitelor* sau a *reţelelor*.

Modelarea dispozitivelor începe cu o descriere a componentelor din punct de vedere fizic şi constructiv şi ajunge, cu ajutorul atît al proceselor de aproximare şi analiză a mecanismelor interne de lucru cît şi prin interpretarea măsurărilor făcute, la o descriere a comportării electrice a componentelor. Această comportare se poate observa la bornele piesei componente respective. Aceste descrieri sau modele se exprimă de obicei prin circuite simple idealizate şi abstractizate, adică prin aşa numitele *elemente*.

Teoria circuitelor începe prin stabilirea, din punct de vedere al circuitelor, a legilor de conservare a sarcinii şi energiei, dezvoltînd tehnici şi puncte de vedere utile pentru exprimarea, în termeni matematici, a comportării configuraţiilor topologice de modele ale componentelor de circuit. În cadrul teoriei circuitelor, accentul cade pe dezvoltarea acelor aspecte care au o largă aplicabilitate la circuitele compuse din elemente de circuit simple şi idealizate, folosite pentru a construi modelele.

Scopul acestei cărţi este de a prezenta bazele circuitelor electronice şi ale componentelor electronice — cum sînt de pildă tranzistoarele — care înzestrează aceste circuite cu proprietăţi speciale şi utile. În dezvoltarea subiectului propus, autorii au presupus că cititorul are cunoştinţele necesare înţelegerii teoriei circuitelor elementare [1]). Modul în care autorii tratează problemele electronicii diferă de studiile tradiţionale introductive în teoria circuitelor, din trei puncte de vedere principale şi anume : mai întîi, se referă la clasa generală a componentelor de circuite cunoscute sub denumirea de *dispozitive active* sau *elemente de comandă*; în al doilea rînd, se ocupă îndelung cu *modelarea*, sau caracterizarea, din punct de vedere al circuitelor, a proprietăţilor acestor dispozitive; în al treilea rînd, se pune accentul pe *analiza şi proiectarea* circuitelor relativ complexe în care se utilizează dispozitive electronice active. Înainte de a da cîteva exemple specifice de circuite electronice şi componente electronice menite să ilustreze domeniul cu care se ocupă cartea de faţă, se vor examina atributele specifice ale clasei de componente cunoscute sub denumirea de dispozitive active şi se vor examina cîteva dintre implicaţiile pe care le poate avea atenţia care se acordă modelelor şi procesului de modelare.

[1]) Oricare dintre lucrările citate în bibliografie, de la Nr. 1.1 la 1.3, acoperă domeniul la care se referă această teorie *(NA)*.

1.1.1. Dispozitive de comandă a puterii şi dispozitive active

În general studiile introductive referitoare la teoria circuitelor se limitează la componentele de circuit simple, *pasive* şi la *sursele independente*. Componentele de circuit pasive sînt elemente disipative şi nu pot controla fluxul de energie dintr-un circuit. În afară de acestea, majoritatea nu au decît două borne sau puncte de conexiune la un circuit (transformatoarele constituie excepţii ; deşi au trei sau chiar mai multe borne, ele sînt totuşi componente pasive). Rezistoarele, condensatoarele şi bobinele sînt exemplele cele mai simple şi familiare de componente pasive de circuit. Nici unul din aceste componente nu poate controla fluxul energiei dintr-un circuit. Această caracteristică este evidentă la rezistoare care, în momentul în care sînt conectate la un circuit, nu pot decît să absoarbă energia. Deşi condensatoarele şi bobinele pot înmagazina energia, ele nu pot restitui unui circuit o cantitate mai mare de energie decît aceea furnizată lor. Într-adevăr, toate bobinele şi condensatoarele sînt depozite imperfecte de energie datorită mecanismelor de pierderi reziduale, care le fac să disipe o parte din energia care le-a fost furnizată. Sursele independente sînt componentele care generează semnale prescrise şi sînt capabile să livreze unui circuit o putere electrică în mod continuu. Exemplele cele mai obişnuite sînt bateriile şi sursele de curent alternativ.

Circuitele care sînt compuse numai din componente pasive şi alimentate de surse independente au utilizări importante. De pildă, circuitele acordate sau rezonante, compuse din bobine şi condensatoare, pot fi folosite ca filtre selective. O bună parte dintre sistemele de comunicaţii folosesc astfel de filtre *LC* pentru a selecta, pe baza frecvenţei, un singur semnal din mai multe. Exemplele cele mai obişnuite se găsesc în domeniul receptoarelor de radio şi televiziune. Circuitele compuse din componente pasive mai pot fi folosite pentru a efectua anumite operaţii liniare, cum ar fi diferenţierea sau integrarea, în aplicaţiile referitoare la prelucrarea semnalelor.

Cu toate acestea, circuitele care nu au decît componente pasive nu sînt în măsură să execute una dintre operaţiile cele mai importante pe care trebuie să o efectueze circuitele electronice şi anume *amplificarea*. Pentru a da un exemplu de funcţie de amplificare, se consideră transmiterea vorbirii printr-un conductor, pe distanţe lungi. Datorită pierderilor din cablurile telefonice, forma de undă care poartă informaţia se atenuează treptat pe măsură ce creşte lungimea cablului. În consecinţă sînt necesare, la intervale regulate, repetoare sau amplificatoare alimentate de la surse locale de energie (baterii sau linii de putere) pentru amplificarea semnalelor. Acţiunea lor are ca rezultat comanda, prin semnalul de intrare, a fluxului de energie de la sursa de energie locală către cablul de ieşire, astfel încît semnalul de ieşire să fie replica amplificată a semnalului

de intrare, cum se arată în fig. 1.1, *a*. Caracteristicile esenţiale ale acestei operaţii sînt reprezentate în schema-bloc din fig. 1.1, *b*. Curgerea de energie de la sursă către „sarcină", adică spre cablul de ieşire, este comandată într-un anumit mod, prescris dinainte, de către semnalul de intrare. Mai mult decît atît, această comandă se realizează cu o cheltuială relativ mică de putere de intrare. Aceasta înseamnă că sistemul are proprietatea de *cîştig de putere* sau de *amplificare de putere*.

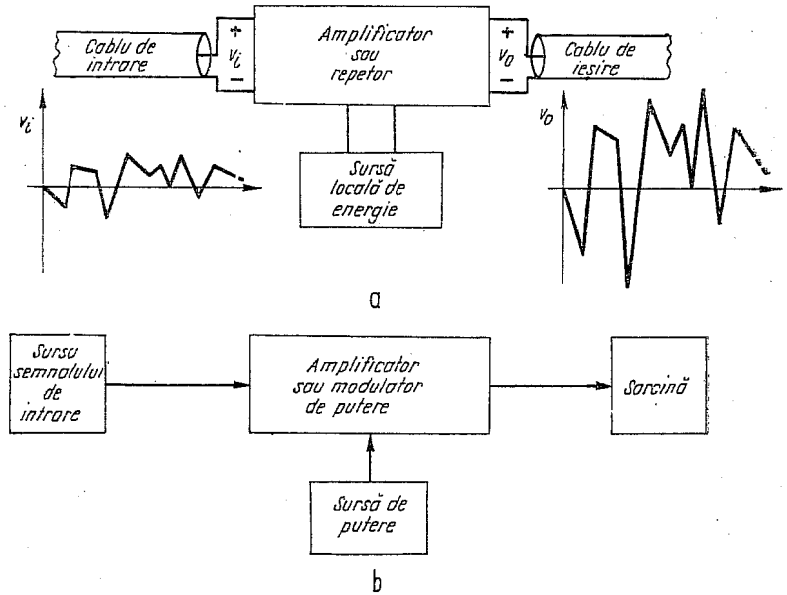


Fig. 1.1. Ilustrarea necesităţii de dispozitive active:
a – repetor telefonic sau amplificator de linie; *b* – schema-bloc a amplificatorului.

Există încă multe alte exemple de comandă a puterii în sistemele electronice. Astfel, semnalele cu o intensitate de ordinul nanowaţilor la bornele de antenă ale unui receptor trebuie amplificate pentru a comanda nivelele de putere de ordinul waţilor putînd astfel acţiona traductoarele de ieşire, cum ar fi difuzoarele şi bobinele de deflexie ale tubului catodic. Este evident că aceste necesităţi de amplificare, sau cîştig de putere, nu pot fi realizate de circuite compuse numai din componente pasive: disipaţia puterii, care este o caracteristică intrinsecă a componentelor pasive, are ca rezultat o *pierdere* de putere a semnalului şi nu un cîştig de putere.

Cerinţa de amplificare sau cîştig de putere în diferitele circuite este realizată de componente aparţinînd clasei cunoscută sub denumirea de

dispozitive active sau ventile de comandă. Tranzistoarele şi tuburile cu vid sînt exemplele cele mai obişnuite de astfel de dispozitive electronice. Aceste dispozitive pot comanda sau modula fluxul de energie dintr-un circuit. Cele mai multe dispozitive active au trei sau chiar mai multe borne şi sînt astfel construite încît condiţiile electrice de la o pereche de borne comandă fluxul de energie din circuitul conectat la cealaltă pereche de borne. Dacă dispozitivul urmează a fi folosit ca modulator de putere, energia controlată de dispozitiv trebuie să fie apreciabil mai mare decît energia necesară pentru a acţiona dispozitivul sau pentru a exercita comanda. Unul dintre dispozitivele active cele mai simple este releul electric. La acest dispozitiv activ, forţele magnetice produse de curent într-o bobină de acţionare provoacă închiderea sau deschiderea contactelor. Releul este proiectat astfel încît contactele să poată comanda o putere mult mai mare decît aceea necesară pentru a acţiona bobina care antrenează contactele. În felul acesta, un releu poate avea un cîştig de putere. Deşi ne vom ocupa în primul rînd de dispozitivele active care exercită un control continuu şi nu un control binar discret şi al căror mod de funcţionare depinde de comportarea electronilor în corpuri solide şi nu de forţele electromagnetice, releele furnizează un exemplu foarte simplu pentru principiile generale de care ne ocupăm.

Noţiunea de *amplificare de putere*, care implică comanda fluxului de energie de la o sursă locală la o sarcină de ieşire oarecare ca răspuns la un semnal de intrare, furnizează distincţia cea mai satisfăcătoare dintre componentele pasive şi cele active. Ciruitele care nu conţin *decît* componente pasive sînt incapabile de a realiza funcţia de amplificare de putere. Dimpotrivă, dispozitivele active pot face ca circuitul care le conţine să fie capabil de amplificare de putere.

1.1.2. Componente, modele şi elemente

Înainte de a putea folosi în mod raţional orice componentă de circuit, fie ea chiar un simplu dispozitiv pasiv ca de pildă un rezistor, sau un dispozitiv activ relativ complex, cum ar fi un tranzistor, trebuie să fim în posesia unei caracterizări sau descrieri a comportării electrice a dispozitivului. Orice descriere a comportării electrice a unui dispozitiv, considerat la bornele sau la punctele în care este conectat la un circuit, constituie un *circuit echivalent* (un model) pentru dispozitivul respectiv.

Există, de bună seamă, o serie de modele diferite pentru orice dispozitiv. Pentru a modela o componentă trebuie să se măsoare comportarea electrică a dispozitivului la bornele sale, iar proprietăţile măsurate trebuie folosite direct ca model pentru dispozitivul în cauză. Proprietăţile măsurate pot fi prezentate sub formă de tabel, sub formă grafică, sau sub formă de relaţii funcţionale stabilite empiric.

Ca metodă generală, dacă pentru a stabili modelul unui dispozitiv ne vom baza numai pe măsurări, vom întîmpina o serie de dificultăţi, aproape de netrecut. Mai întîi, măsurările trebuie executate în condiţii de mediu şi funcţionare corespunzătoare. Comportarea observată nu oferă, prin sine însăşi, nici o bază pentru a putea înţelege comportarea dispozitivului, dacă condiţiile de mediu sau de lucru se modifică. Întrucît inginerul nu dispune de nici o bază teoretică pentru extrapolarea vechilor măsurări într-un nou domeniu care îl interesează, singura resursă de care dispune este de a obţine măsurări care să fie semnificative din punctul de vedere al noilor condiţii. Astfel de pildă, dacă se observă că caracteristicile dispozitivului depind de temperatura mediului, măsurările vor trebui efectuate la temperatura la care dispozitivul va lucra în aplicaţia proiectată. Dacă se observă că unele dintre variabilele electrice la borne depind nu numai de valorile instantanee ale celorlalte variabile dar şi de viteza cu care ele variază, măsurările trebuie efectuate în condiţii dinamice care să corespundă foarte îndeaproape cu condiţiile reale în care dispozitivul va lucra. În consecinţă, caracterizarea unui dispozitiv numai pe baza măsurărilor furnizează în general o mare cantitate de informaţii, care nu sînt însă organizate sau clasificate şi sînt greu de folosit în situaţii diferite de cea în care au fost colectate.

Aceste dificultăţi sînt atît de mari încît orice efort serios făcut pentru a modela comportarea *fiecărui* dispozitiv trebuie să fie ghidat de o oarecare înţelegere a comportării fizice interne a dispozitivului respectiv. Dacă se înţelege, aproape la orice nivel, modul în care dispozitivul este construit şi în care se comportă din punctul de vedere al mecanismelor fizice interne de bază, vom dispune, pentru a ne ghida în caracterizarea dispozitivului respectiv, de cel puţin două avantaje. Mai întîi, vom fi în măsură să selecţionăm mai bine acele măsurări de borne care vor furniza parametrii semnificativi ai dispozitivului de largă aplicabilitate în funcţionare. În al doilea rînd, vom putea construi un cadru teoretic care să dea o anumită structură şi coerenţă măsurărilor. Acest cadru teoretic va furniza în acelaşi timp şi baza extrapolării parametrilor măsuraţi în noi domenii de aplicabilitate. Evident că cu cît vom cunoaşte mai multe despre comportarea fizică internă a dispozitivului, cu atît va fi mai uşoară sarcina noastră de a specifica acele măsurări critice ce trebuie efectuate pentru a caracteriza dispozitivul şi de a compune un model care să fie compact, precis şi de o largă aplicabilitate.

Rezultatul imediat al acestui proces de analiză teoretică a comportării fizice şi a interpretării măsurărilor este descrierea fenomenelor electrice printr-un grup de relaţii funcţionale în care tensiunile şi curenţii la borne (precum şi vitezele cu care aceste valori variază) constituie variabilele cele mai adecvate. Dar un astfel de model este foarte puţin satisfăcător pentru multe aplicaţii deoarece el impune ca comportarea unui circuit în care este folosit dispozitivul ce interesează să fie investigată cu ajutorul metodelor numerice (sau poate grafice) de analiză. În felul acesta, nu putem folosi întreaga gamă de metode analitice şi nici punctele de vedere dezvoltate în studiul făcut asupra circuitelor liniare pasive. Pentru a înlătura parţial această restricţie, se va căuta un model pentru o componentă în care relaţiile funcţionale necesare se manifestă prin interconectarea corespunzătoare a unor *elemente de circuit* idealizate. Acestea sînt abstracţii definite matematic ce exprimă relaţii simple dar foarte larg folosite între curenţi şi tensiuni (sau între vitezele lor de variaţie).

Este necesar să se facă o distincţie foarte clară între *componentele* de circuit sau dispozitive pe de o parte, şi *elementele* de circuit. Numim componente toate dispozitivele fizice folosite în circuite. Spre deosebire de acestea, abstracţiile idealizate ale căror modele se contruiesc şi care formează baza teoriei circuitelor se numesc *elemente*. Astfel, un rezistor, un tranzitor şi o baterie sînt componente în timp ce o rezistenţă (definită prin $e = Ri$) o inductanţă (definită prin $e = L di/dt$) şi o sursă de tensiune (definită prin $e = f(t)$) sînt elemente. Elementele apar în ecuaţiile diferenţiale ale teoriei circuitelor; componentele apar în listele de piese şi în comenzile de achiziţie.

La modelarea unei componente, numărul şi tipul elementelor folosite precum şi complexitatea modelului rezultant depind atît de complexitatea componentei cît şi de precizia descrierii. În multe cazuri, modelele extrem de simple sînt suficiente. Să considerăm de pildă comportarea electrică a unui condensator simplu tubular. Acest dispozitiv se construieşte prin înfăşurarea în formă cilindrică a două foi metalice între care se pune un material dielectric (care poate fi o hîrtie sau o foiţă din material plastic), aşa cum se arată în fig. 1.2, *a*. Cel mai simplu model posibil al unui astfel de dispozitiv constă dintr-o singură capacitate, astfel cum se arată în fig. 1.2, *b*. Dacă condensatorul se foloseşte pentru a înmagazina energia pe o perioadă mai lungă, un astfel de model minimal este necorespunzător; orice sarcină înmagazinată pe un condensator se pierde cu timpul, chiar dacă terminalele condensatorului sînt lăsate în circuit deschis. Această pierdere, care se datoreşte curenţilor de pierderi din dielectric, poate fi compensată prin adăugarea la model a unei rezistenţe, astfel cum se arată în fig. 1.2, *c*. În alte aplicaţii pot fi necesare alte adăugări la model. Dacă de pildă condensatorul este mai întîi încărcat apoi descărcat prin scurtcircuitarea terminalelor, curentul de descărcare poate avea un caracter oscilant amortizat. Această comportare care este determinată de energia acumulată în cîmpul magnetic asociat curentului de descărcare poate fi caracterizată prin adăugarea unei inductanţe şi a unei rezistenţe în serie cu modelul, aşa cum se arată în fig. 1.2, *d*.

Am dat acest scurt şi incomplet exemplu de modelare a unei componente pasive pentru a ilustra modul în care o componentă poate fi reprezentată printr-o abstracţie matematică numită model, constînd într-o interconectare de elemente idealizate. Într-adevăr, majoritatea componentelor pasive pot fi reprezentate prin modele care folosesc numai cîteva

elemente din grupul *RLC*; pentru foarte multe scopuri, un condensator este modelat în mod satisfăcător de o singură capacitate, astfel cum se arată în fig. 1.2, *b*. În consecinţă, în studiile introductive la teoria circuitelor, rezultatele modelării sînt de obicei suprimate iar elementele idealizate sînt postulate chiar de la început, fără nici o referinţă la componentele fizice.

Modelarea dispozitivelor active prezintă două particularităţi importante. Mai întîi, varietatea dispozitivelor active obişnuite şi de largă utili-

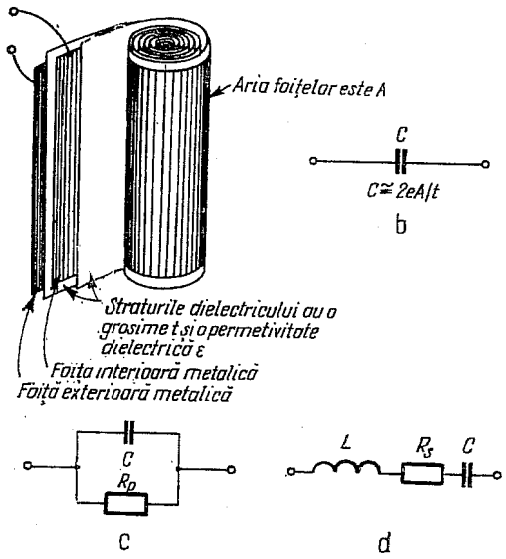


Fig. 1.2. Structura fizică şi circuite echivalente pentru un condensator:

a — structura fizică; *b* — circuit echivalent de prim ordin; *c* — circuit echivalent care ţine seama de curenţii de pierdere în dielectric; *d* — circuit echivalent care ţine seama de înmagazinarea de energie magnetică în timpul încărcării şi descărcării.

zare este atît de mare încît nu există un model simplu generalizat care să fie corespunzător, nici măcar pentru scopul unor estimări de prim ordin, foarte aproximative, ale performanţelor. În al doilea rînd, dispozitivele active sînt neliniare iar caracterizarea acestor neliniarităţi impune o varietate mai mare de elemente decît rezistenţa, capacitatea şi inductanţa. De aceea va fi necesar să se definească mai multe elemente neliniare pe măsură ce vom dezvolta circuitele echivalente pentru dispozitivele active. Evident că prezenţa elementelor neliniare în modele — elemente care nu se întîlnesc într-un studiu făcut în teoria circuitelor liniare — impune extinderea corespunzătoare a metodelor noastre de analiză a circuitelor.

Procesul de modelare a dispozitivelor electronice active constituie unul dintre subiectele principale ale acestei cărţi. Pentru studierea acestui proces trebuie să se ţină seama de patru considerente esenţiale, care se

aplică indiferent dacă dispozitivul ce urmează a fi caracterizat este un tranzistor, un tub cu vid sau oricare alt component de circuit:

1. Procesul de modelare depinde în esenţă de măsurări. Cu toate că analiza comportării fizice interne a dispozitivului poate ghida procesul de modelare şi duce la specificarea unei configuraţii topologice de elemente idealizate, caracteristice comportării dispozitivului, inginerul trebuie să se sprijine în ultimă instanţă pe măsurări, acestea fiind baza specificării numerice a modelelor. Unele dintre aceste măsurări se referă la comportarea electrică la borne; altele se pot referi la structura internă şi la parametri.

2. Orice model poate reprezenta comportarea unei componente numai în condiţii de lucru corespunzător limitate. Pentru circuitele echivalente formate din dispozitive electrice, aceste limite se aplică de obicei la curenţii şi tensiunile la borne şi la viteza cu care ele variază. Un rezistor de pildă poate fi modelat pentru o serie de scopuri cu ajutorul unui element de circuit ideal numit rezistenţă. Un astfel de model poate fi foarte precis şi are o largă utilitate. El încetează însă de a mai fi util în momentul în care curentul care trece prin rezistor este suficient de mare pentru a provoca o încălzire apreciabilă, cînd vitezele de variaţie a variabilelor de la borne sînt atît de mari încît puterea necesară pentru a schimba energia stocată în cîmpurile electromagnetice asociate cu rezistorul devine comparabilă cu puterea disipată, sau cînd semnalele aplicate rezistorului sînt atît de mici încît zgomotul termic întîmplător generat în interiorul lui devine apreciabil. Deşi se pot construi modele care să compenseze fiecare dintre aceste efecte ce au loc într-un rezistor, un singur model care să ţină seama de toate ar fi prea complicat pentru a putea fi util inginerului specialist în circuite. În afară de aceasta, nu există nici o singură aplicaţie în care toate aceste efecte să fie importante. Este mult mai rezonabil să se construiască o familie de modele pentru un rezistor, fiecare model aplicîndu-se în cadrul unor condiţii de lucru corespunzător limitate. Acelaşi lucru este adevărat şi pentru modelele de ventile de comandă.

3. Chiar după ce s-a ales un model corespunzător condiţiilor de lucru, mai rămîne problema preciziei. Precizia cu care un model descrie un dispozitiv trebuie să fie corespunzătoare numai pentru aplicaţia respectivă. Nu există nici un merit în construirea unui model care să caracterizeze comportarea unui component cu erori mai mici de 0,1% ale valorilor variabilelor respective, dacă circuitul în care componentul va fi folosit cuprinde şi alte componente ce au toleranţe de 20%. În general, o precizie sporită a unui model impune o mai mare complexitate care, la rîndul ei, implică o mai mare dificultate de analiză a circuitului în care modelul este folosit. De aceea este important să se aleagă un model care să nu fie mai complicat decît cere însăşi natura aplicaţiei şi precizia descrierii. Modelarea şi analiza circuitelor care conţin dispozitive active impun în mod inevitabil un compromis între precizie şi complexitate pe de o parte, şi complicaţie şi dificultate analitică pe de altă parte. Recunoaşterea necesităţii

acestui compromis este un lucru foarte important; compromisul trebuie făcut în mod conştient, după ce s-au luat în considerare atît condiţiile de lucru care interesează, cît şi precizia necesară.

4. În momentul în care un model este corespunzător din punct de vedere al preciziei iar condiţiile de lucru au fost stabilite, este important să se evite extrapolarea rezultatelor obţinute pe acel model la domenii de lucru sau la nivele de precizie care nu sînt justificate de model. Cu toate că această necesitate de concordanţă în aplicarea modelelor poate părea evidentă, nu este greu să se găsească exemple de concluzii analitice incorecte sau înşelătoare, datorite unei extinderi exagerate a aplicabilităţii unui circuit echivalent.

1.2. DISPOZITIV ACTIV ÎN STARE SOLIDĂ

Ca un prim exemplu de dispozitiv activ şi ca mijloc de introducere în problemele care apar în circuitele electronice, vom considera un tip de dispozitiv în stare solidă cunoscut sub denumirea de *tranzistor metal-oxid—semiconductor* (*MOS*). Vom examina acest dispozitiv deoarece structura sa este simplă iar modul său de funcţionare poate fi uşor înţeles, cel puţin din punct de vedere calitativ.

1.2.1. Structura fizică

Structura fizică a unui tranzistor de tip MOS este ilustrată în fig.1.3. Dispozitivul se compune dintr-un *substrat* de material *semiconductor* cum ar fi siliciul. Cînd vom examina în amănunt proprietăţile electrice ale semiconductoarelor în cap. 2, vom constata că aceste materiale se deosebesc prin proprietatea că conductivitatea lor electrică poate fi variată pe domenii extrem de largi prin controlul precis al compoziţiei chimice a materialului. Conducţia electrică în orice substanţă este, evident, consecinţa mişcării ordonate a particulelor încărcate cu sarcină, cum ar fi electronii, care se numesc *purtători de sarcină*. Rezultă de aci că concentraţia sau densitatea volumică a purtătorilor de sarcină dintr-un semiconductor poate fi variată prin controlul conţinutului de impurităţi, adică prin controlul concentraţiilor de anumite urme de impurităţi.

Substratul semiconductor folosit într-un tranzistor MOS este ales şi tratat astfel încît dispune de foarte puţini electroni ca purtători de sarcină. În felul acesta, el este un slab conductor de electricitate şi se comportă aproape ca un izolator.

Cele două regiuni semiconductoare reprezentate în fig. 1.3 ca *sursă* şi *drenă* diferă de substrat prin faptul că concentraţia electronilor în aceste regiuni este mare — cu mai multe ordine de mărime mai mare decît în regiunea substratului. În cap. 5, vom vedea că astfel de regiuni, caracterizate prin proprietăţi electrice cu totul diferite de cele ale substratului, pot fi realizate prin introducerea selectivă în ele a unor impurităţi.

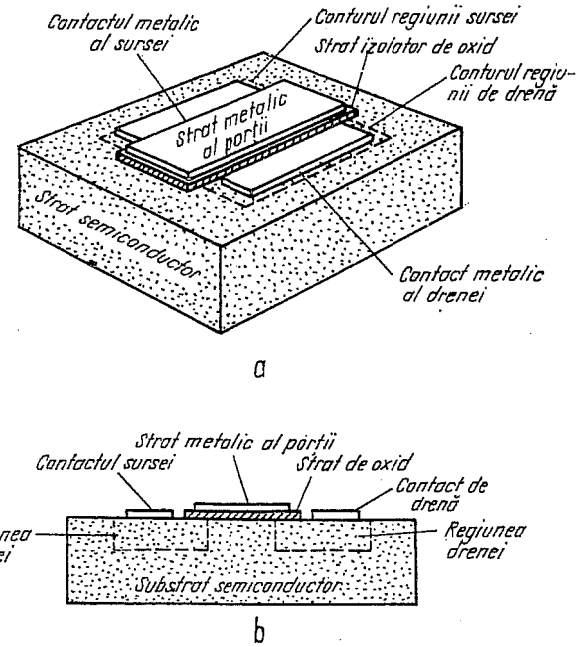


Fig. 1.3. Tranzistorul MOS se compune dintr-un strat de metal, altul izolator şi unul semiconductor, dispuse unul peste altul:
a — tranzistor MOS; *b* — secţiune transversală.

Porţiunea substratului situată între regiunea sursei şi regiunea drenei se numeşte *canal*. Motivele pentru care s-au dat aceste denumiri, ca şi denumirea de „sursă" şi „drenă", vor reieşi din descrierea modului de funcţionare a dispozitivului. Regiunea *canalului* este acoperită de un strat subţire de material izolant, care este de obicei un oxid. Un strat subţire metalic este depus (de obicei prin evaporarea în vid a unui metal) deasupra stratului de oxid care acoperă canalul. Acest electrod metalic se numeşte *poartă*. Straturile subţiri metalice se depun de asemenea pe regiunile sursei şi drenei în scopul de a se putea face contactul electric

cu aceste regiuni. De cele trei straturi metalice sînt lipiţi conductori de sîrmă care se folosesc pentru a conecta dispozitivul într-un circuit. Deoarece există trei borne, dispozitivul se numeşte *triodă*.

Straturile subţiri metalice şi izolatoare au grosimi care variază de la cîteva sute de angstromi la cîţiva microni [1]). Intervalul dintre regiunea sursei şi regiunea drenei se află de obicei în domeniul cuprins între 10 şi 20 μ, iar lungimea acestor electrozi poate fi de aproximativ 10^3 μ (adică aproximativ un milimetru). Se vede deci că dispozitivul este extrem de mic şi ocupă o suprafaţă totală de substrat de numai cîţiva milimetri pătraţi.

1.2.2. Modul de lucru

Vom examina mai întîi comportarea observată la bornele sursei şi drenei, în cazul în care electrodul-poartă nu are nimic conectat la el, adică în cazul în care se află în circuit deschis. Există un drum de la regiunea sursei la regiunea porţii, drum care trece prin regiunea canalului semiconductorului. Deoarece însă substratul semiconductor conţine foarte puţini purtători de sarcină electronică, acest drum are o conductanţă foarte mică (adică o rezistenţă mare), iar la bornele sursei sau drenei vom căpăta un curent foarte mic ca răspuns la o tensiune exterioară aplicată între drenă şi sursă. Folosind sensurile şi variabilele de referinţă definite în fig. 1.4, vom spune că i_D va fi aproximativ zero chiar dacă v_{DS} este diferit de zero.

Să examinăm acum situaţia în care electrodul-poartă este conectat la o sursă de tensiune care îl face *pozitiv* atît faţă de regiunea sursei cît şi faţă de regiunea drenei. Pentru moment, vom considera că v_{DS} este suficient de mic în comparaţie atît cu tensiunea v_{GS} aplicată între poartă şi sursă cît şi în comparaţie cu tensiunea dintre poartă şi drenă, pentru a ne permite să neglijăm variaţiile de potenţial de-a lungul canalului. Cu alte cuvinte, vom presupune că variaţiile de potenţial produse de v_{DS} de-a lungul canalului sînt mici în comparaţie cu diferenţele de potenţial dintre poartă şi canal produse de v_{GS}. Este clar că acest montaj în sandviş poartă-izolator-canal seamănă cu un condensator. Tensiunea pozitivă dintre poartă şi sursă produce în izolator un cîmp electric. Cîmpul electric pleacă de la sarcina pozitivă distribuită pe suprafaţa interioară a electrodului-poartă şi se termină pe sarcina negativă care trebuie să fie distribuită similar de-a lungul canalului. Această sarcină negativă a canalului constă în *electroni* care curg în canal de la regiunile sursei metalice şi ale drenei.

[1]) Un angstrom (Å) este 10^{-8} cm; un micron (μ) este 10^{-4} cm (*NA*).

Deşi canalul propriu-zis are puţini electroni, el se află în contact intim cu cele două regiuni semiconductoare care sînt capabile să furnizeze electroni în mari cantităţi. În felul acesta, electronii sînt atraşi în canal de o tensiune pozitivă aplicată între poartă şi canal; odată intraţi în canal, aceşti electroni furnizează sarcina negativă pe care se termină cîmpul electric din izolator, aşa cum se arată în fig. 1.4.

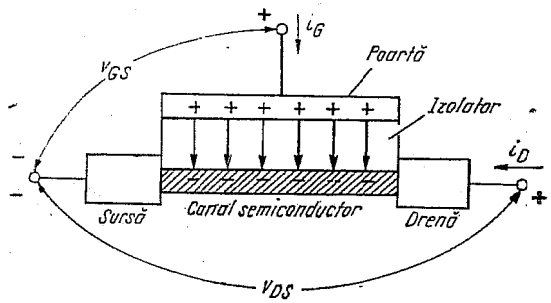


Fig. 1.4. Reprezentarea schematică a unui tranzistor MOS. Săgeţile din izolator arată direcţia cîmpului pentru valori pozitive ale tensiunii de poartă, adică pentru $v_{GS} > 0$. Acest cîmp porneşte de pe sarcinile pozitive din regiunea porţii şi se stîrşeşte pe sarcinile negative (electroni) din canal.

Trebuie menţionat însă că aceşti electroni suplimentari din canal se mişcă liber ca răspuns la un cîmp electric dirijat în lungul canalului, adică de la sursă la drenă. În felul acesta, aceşti electroni furnizează un mecanism de conducţie în canal, între sursă şi drenă, *mărind* astfel conductivitatea căii respective. Valoarea acestei conductivităţi depinde de valoarea tensiunii pe poartă v_{GS}. Pe măsură ce v_{GS} creşte, cîmpul electric din izolator creşte şi el, cantitatea de sarcină electronică necesară în canal pentru terminarea cîmpului respectiv creşte şi ea, iar conductanţa canalului se măreşte în mod corespunzător. Această dependenţă este ilustrată în fig. 1.5, în care conductanţa canalului este reprezentată ca funcţie de tensiunea dintre poartă şi sursă (tensiunea dintre sursă şi drenă este presupusă a fi mică, astfel cum s-a arătat anterior).

Dacă tensiunea dintre poartă şi sursă are o polaritate contrarie, adică dacă este *negativă*, cîmpul electric din izolator va avea o distribuţie diferită şi nu va mări conductanţa canalului, după cum vom vedea în cap. 9. Astfel, în fig. 1.5, G este neglijabil pentru valorile *negative* ale lui v_{GS}.

Dependenţa dintre conductanţa canalului şi tensiunea porţii poate fi reprezentată grafic prin reprezentarea curentului de drenă în funcţie de tensiunea dintre drenă şi sursă, aşa cum se arată în fig. 1.6. Tensiunea dintre poartă şi sursă este un parametru în această familie de curbe:

valorile mai mari ale lui v_{GS} corespund unei conductanţe sporite, adică unor pante mai mari ale curbelor trasate pentru i_D în funcţie de v_{GS}. Aceste curbe se numesc *caracteristicile de ieşire* sau *de drenă* ale tranzistorului.

Caracteristicile de ieşire arată că acest dispozitiv este activ şi poate funcţiona ca un ventil de comandă. Fie, de pildă, circuitul simplu din fig. 1.7 în care calea dintre drenă şi sursă (canal) constituie o parte dintr-un circuit serie care mai cuprinde şi o baterie şi un rezistor. Simbolul

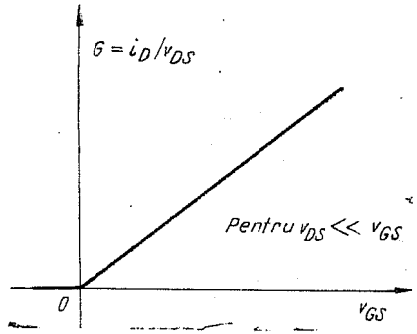


Fig. 1.5. Conductanţa canalului creşte odată cu creşterea tensiunii dintre poartă şi sursă deoarece sarcina din canal creşte.

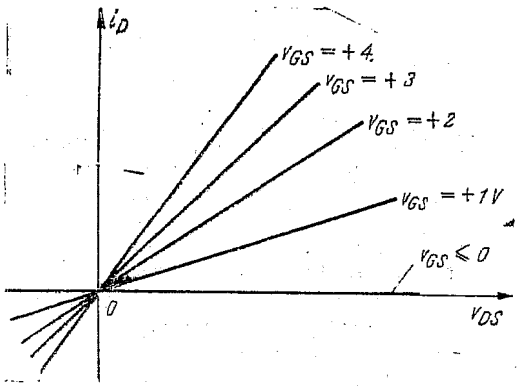


Fig. 1.6. Caracteristicile de drenă pentru valori mici ale tensiunii drenă şi sursă.

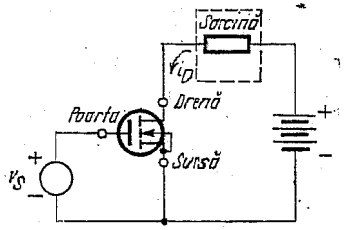


Fig. 1.7. Circuit în care tranzistorul MOS funcţionează ca dispozitiv activ.

introdus în această schemă este folosit foarte des ca o notaţie „prescurtată" pentru un *tranzitor MOS*. Tensiunea dintre poartă şi sursă este comandată direct de sursa de tensiune v_S. În cazul în care v_S este mai mic decît zero sau egal cu zero, conductanţa canalului este neglijabil

de mică şi nu există curent de drenă; întreaga tensiune a bateriei apare pe tranzistor iar rezistorului nu i se furnizează nici o putere. Dacă v_S este făcut pozitiv, conductanţa diferită de zero a canalului care rezultă permite trecerea curentului de drenă. În felul acesta, bateria furnizează putere, din care o parte este disipată în sarcina rezistivă iar alta este disipată în tranzistor. Aşadar, în acest circuit tranzistorul comandă fluxul de putere de la baterie la sarcină. Trebuie menţionat în plus că această acţiune de comandă se realizează cu o foarte mică cheltuială de putere deoarece curentul de poartă este neglijabil; curentul de poartă care rezultă din pierderile în pelicula izolatoare este de obicei mai mic decît un picoamper (10^{-12}A).

Comportarea fizică şi caracteristicile electrice ale tranzistorului MOS se modifică în mare măsură în momentul în care tensiunea dintre drenă şi sursă devine suficient de mare pentru a face ca variaţiile de potenţial de-a lungul canalului să devină semnificative. Pentru a ilustra aceste variaţii, vom examina consecinţele valorilor pozitive ale lui v_{DS}, adică a polarităţii tensiunii dintre drenă şi sursă care acţionează dispozitivul în mod normal. Se menţionează că valorile pozitive ale lui v_{DS} corespund valorilor pozitive ale curentului de drenă i_D; mecanismul fizic care rezultă în urma acestui curent de drenă este curgerea electronilor prin canal, de la sursă la drenă, ceea ce explică şi originea acestor denumiri.

Efectul pe care îl are mărirea tensiunii dintre drenă şi sursă este de a *reduce* tensiunea de pe pelicula izolantă din apropierea capătului de drenă al canalului. Deşi tensiunea pe izolator la capătul dintre sursă al canalului este v_{GS}, ea nu este decît $v_{GS}-v_{DS}$ la capătul dinspre drenă al canalului. În consecinţă, densitatea sarcinii canalului (adică a electronilor care termină cîmpul din izolator) trebuie să descrească pe măsură ce ne deplasăm pe canal de la sursă către drenă. Datorită acestei distribuţii neuniforme a sarcinii canalului, curentul de drenă depinde în mod neliniar de tensiunea dintre drenă şi sursă şi creşte mai puţin repede decît pentru valori mici ale lui v_{DS}. Într-adevăr, în momentul în care v_{DS} depăşeşte v_{GS}, curentul de drenă *se saturează*, adică ajunge la o valoare maximă definită care, evident, depinde de v_{GS} şi nu mai creşte mai departe cu toate că v_{DS} continuă să crească. Caracteristicile de drenă care însoţesc acest mod saturat de funcţionare sînt ilustrate în fig. 1.8. Valorile numerice indicate sînt valori reprezentative pentru tranzistoarele MOS întîlnite în practică.

Dispozitivul descris mai sus constituie un exemplu de dispozitiv aparţinînd clasei largi a dispozitivelor active în stare solidă cunoscute sub denumirea de *tranzistoare cu efect de cîmp* sau *TEC*. Această denumire reflectă principiul de lucru esenţial pe care se bazează aceste dispozitive şi care implică modularea conductanţei unui material (semiconductorul) prin efectul unui cîmp electric dezvoltat într-un izolator alăturat.

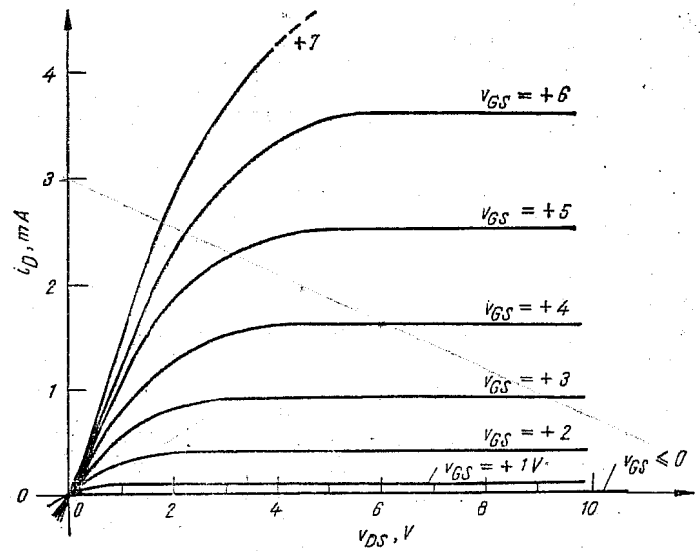


Fig. 1.8. Caracteristici de drenă care arată efectul de saturaţie. Pe porţiunea dreaptă a curbelor, tensiunea de drenă depăşeşte tensiunea de poartă.

1.2.3. Un model de circuit

Descrierea comportării electrice a tranzistorului TEC din paragraful precedent constituie un model util pentru dispozitivul în cauză. Curbele din fig. 1.8 pot fi legate prin relaţia funcţională:

$$i_D = i_D(v_{DS}, v_{GS}) \qquad (1\,1a)$$

iar pentru curentul de poartă, se va putea scrie:

$$i_G \simeq 0. \qquad (1.1b)$$

Aceste ecuaţii exprimă doi dintre cei trei curenţi la borne în funcţie de două dintre cele trei tensiuni la perechile de borne. Aceasta constituie o descriere completă, deoarece prima lege a lui Kirchoff spune că cel de-al treilea curent la borne (i_S) poate fi exprimat prin ceilalţi doi daţi în ecuaţiile (1.1), iar legea a 2-a a lui Kirchhoff demonstrează că tensiunea de la cea de a treia pereche de borne (v_{GD}) poate fi exprimată prin celelalte

două tensiuni care apar ca variabile independente în ecuaţiile (1.1). Acest lucru se poate exprima astfel:

$$i_S = -(i_D + i_G); \qquad (1.2a)$$

$$v_{GD} = v_{GS} - v_{DS}. \qquad (1.2b)$$

Evident că acest model (ec. 1.1) este limitat la un domeniu restrîns de condiţii de lucru. Mai precis, acest model este valabil numai dacă variabilele de la borne sînt statice sau dacă variază foarte lent. Dacă tensiunile de la perechile de borne variază rapid, efectele dinamice interne devin importante, iar curenţii nu vor mai depinde numai de tensiuni, ci şi de vitezele cu care acestea variază. Vom examina problema modelelor dinamice pentru tranzistoarele TEC şi celelalte, într-un capitol ulterior.

1.3. AMPLIFICATOR ELEMENTAR

Vom ilustra caracteristicile principale ale circuitelor care conţin dispozitive active, studiind circuitul simplu cu un tranzistor TEC reprezentat în fig. 1.9. Acest circuit foloseşte un tranzistor MOS pentru a comanda fluxul de putere furnizată de o sursă (caracterizată în acest exemplu ca o sursă de tensiune de valoare V_B) unei sarcini (caracterizată printr-o rezistenţă R_L). Această caracterizare a sarciniiprintr-o rezistenţă ar putea fi aplicabilă, în condiţii corespunzător limitate, pentru o sarcină de genul unui difuzor, unui dispozitiv de acţionare electromecanic sau al unei linii de transmisie. Intrarea dispozitivului activ — tensiunea dintre poartă şi sursă — este comandată de o sursă de semnal (caracterizată în acest

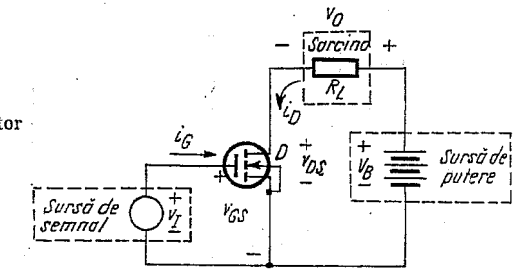


Fig. 1.9. Circuit simplu de amplificator cu triodă.

exemplu prin sursa de tensiune variabilă v_I). Scopul urmărit este de a determina dependenţa dintre curentul i_D din sarcină (sau, ceea ce este echivalent, tensiunea v_O pe sarcină) şi tensiunea dintre semnal şi sursă v_I.

Din punctul de vedere al unei reţele, acest circuit conţine două ochiuri sau bucle. Bucla de *intrare* cuprinde calea dintre poartă şi sursă din trio-

odă, precum şi sursa de semnal. Bucla de *ieşire* cupinde calea dintre drenă şi sursă din triodă (cu alte cuvinte canalul), sursa de putere şi sarcina.

Constructiv, un tranzistor TEC are un curent de poartă neglijabil. În afară de aceasta, tensiunea dintre poartă şi sursă este limitată direct de sursa de semnale. Astfel, pentru bucla de intrare se poate scrie :

$$i_G \simeq 0\,; \tag{1.3a}$$

$$v_{GS} = v_I. \tag{1.3b}$$

Aplicînd legea a 2-a a lui Kirchhoff la bucla de ieşire, vom putea scrie :

$$V_B = v_O + v_{DS} \tag{1.4}$$

sau, ceea ce este echivalent :

$$V_B = i_D R_L + v_{DS}. \tag{1.5a}$$

Tranzistorul impune asupra lui i_D şi v_{DS} o relaţie care este de forma :

$$i_D = i_D(v_{GS},\ v_{DS}). \tag{1.5b}$$

Această relaţie poate fi exprimată grafic prin caracteristicile de ieşire reprezentate în fig. 1.8.

Deoarece intenţia noastră este de a determina dependenţa curentului de drenă i_D de tensiunea de semnal v_I, nu mai trebuie decît să eliminăm pe v_{GS} şi v_{DS} din ecuaţiile (1.3b), (1.5a) şi (1.5b). Evident că în acest caz problema care se pune este faptul că ecuaţia (1.5b) este neliniară. La acest punct al discuţiei noastre, singurul model de care dispunem pentru TEC este un model grafic, ca cel din fig. 1.8. În consecinţă, pentru soluţionarea acestor ecuaţii vom folosi metodele grafice.

1.3.1. Analiza grafică

Pentru a ilustra cele de mai sus, vom presupune că tranzistorul TEC folosit în circuitul din fig. 1.9 este descris prin caracteristicile de ieşire din fig. 1.8. Aceste curbe prezintă *caracteristicile de tip dipol* ale tranzistorului la bornele de ieşire. Cu alte cuvinte, ele reprezintă grafic depedenţa unui curent de tensiunea aplicată la aceeaşi pereche de borne. Evident, acestea sînt curbe parametrice, parametrul fiind tensiunea de la perechea de borne de intrare.

Limita impusă de sursa de putere şi de sarcină (ecuaţia 1.5a) constituie o relaţie liniară între variabilele de curent şi tensiune la perechea de borne de ieşire. Aceasta înseamnă că ecuaţia (1.5a) exprimă o relaţie liniară între i_D şi v_{DS}. În consecinţă, această limită poate fi trasată grafic printr-o linie dreaptă suprapusă peste caracteristicile de tip dipol la perechea de borne de ieşire, adică peste caracteristicile de ieşire sau de drenă din fig. 1.8. Linia dreaptă care corespunde relaţiei (1.5a) se numeşte *dreaptă de sarcină.*

Punctele de intersecţie ale dreptei de sarcină sînt, conform ecuaţiei (1.5a) :

$$\text{cînd } v_{DS} = 0,\quad i_D = \frac{V_B}{R_L}\,; \tag{1.6a}$$

$$\text{cînd } i_D = 0,\quad v_{DS} = V_B. \tag{1.6b}$$

Se vede deci că dreapta de sarcină are o pantă în coordonatele i_D, v_{DS} :

$$\text{panta} = -\frac{1}{R_L}.$$

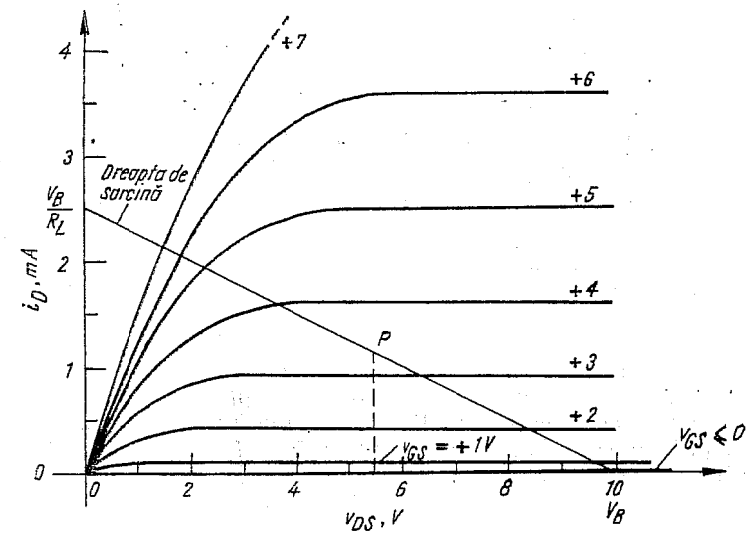


Fig. 1.10. Caracteristici de ieşire cu reprezentarea dreptei de sarcină.

Construcţia dreptei de sarcină este reprezentată în fig. 1.10. Valorile parametrilor folosiţi în această construcţie sînt:

$$V_B = 10 \text{ V};$$

$$R_L = 4 \times 10^3 \ \Omega = 4 \text{ k}\Omega.$$

Valorile lui i_D şi v_{DS} la care circuitul lucrează pentru oricare valoare dată a lui v_I ($= v_{GS}$) corespund coordonatelor punctului de intersecţie a dreptei de sarcină şi curbei caracteristice de ieşire pentru valoarea respectivă a lui v_{GS}. Dacă, de pildă, $v_I = +3{,}5$ V, starea circuitului este definită prin punctul P. În felul acesta am rezolvat sistemul celor două ecuaţii (ec. 1.5) prin analiză grafică.

Modul în care tensiunea de intrare v_I comandă tensiunea de sarcină sau de ieşire v_O poate fi rezumat grafic cu ajutorul caracteristicii de transfer a tensiunii reprezentată în fig. 1.11.

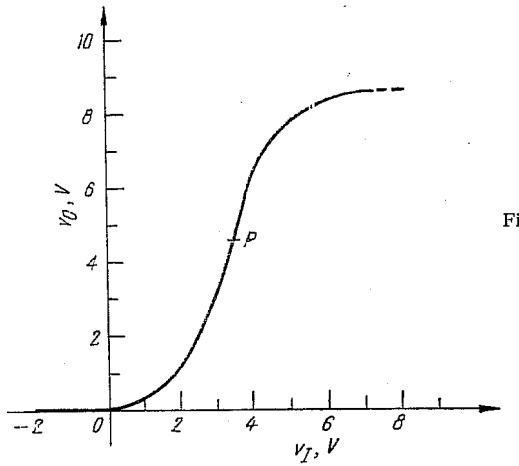


Fig. 1.11. Caracteristica de transfer a circuitului din fig. 1.9.

Caracteristica se construieşte considerînd grupul de intersecţii al dreptei de sarcină cu caracteristicile de ieşire pentru valori diferite ale lui v_I. Pentru orice valoare a lui V_I ($= v_{GS}$), tensiunea de ieşire v_O poate fi calculată pe baza valorii lui i_D găsită din grafic (1,15 mA pentru punctul P) şi cu ajutorul relaţiei:

$$v_O = i_D \, R_L.$$

Deci, v_O în punctul P este egal cu $1{,}15 \times 4 = 4{,}6$ V aşa cum se arată în fig. 1.11. Valoarea lui v_O se mai poate determina şi din ec. (1.4). Se găseşte valoarea lui v_{DS} din grafic (5,4 V pentru punctul P) şi se scade această valoare din $V_B = 10$ V, pentru a obţine 4,6 V ca şi mai înainte.

Caracteristica de transfer se aplatizează pentru valorile negative ale lui v_I deoarece trioda nu conduce în această regiune. Caracteristica se aplatizează pentru valori pozitive mari ale lui v_I deoarece curbele din familia de ieşire devin foarte dense pentru valori mici ale lui v_{DS}. În această regiune, aproape întreaga tensiune de alimentare apare pe rezistorul de sarcină.

1.3.2. Fluxul de energie

Proprietatea unui tranzistor de a acţiona ca un ventil de comandă sau ca modulator de putere rezultă în mod evident din caracteristicile de transfer din fig. 1.11. În momentul în care v_I creşte peste zero, tensiunea v_O, şi deci puterea livrată sarcinii, creşte şi ea.

Detaliile fluxului de energie în acest circuit simplu cu triodă sînt importante, deoarece ilustrează o proprietate fundamentală. Pentru a examina distribuţia puterii în bucla de ieşire (în bucla de intrare *nu* există nici o putere, deoarece am presupus că i_G este zero), vom înmulţi ecuaţia (1.5a)— care exprimă legea distribuţiei tensiunilor lui Kirchhoff în bucla respectivă — cu i_D, care este curentul din bucla respectivă. Rezultatul, uşor rearanjat, va fi:

$$i_D^2 R_L = V_B i_D - v_{DS} i_D. \tag{1.7}$$

Această ecuaţie are o interpretare simplă. Puterea livrată sarcinii este $i_D^2 R_L$; puterea livrată de sursă este $V_B i_D$; puterea disipată sub formă de căldură în tranzistor este $v_{DS} \, i_D$. Astfel, ec. (1.7) arată că puterea livrată sarcinii este egală cu puterea furnizată de sursa de energie, mai puţin puterea disipată în dispozitivul activ. Dispozitivul activ, care este în acest caz un TEC, comandă fluxul energiei de la sursă către sarcină şi prin acest proces, consumă el însuşi o anumită cantitate de putere (afară de cazul în care v_{DS} sau i_D sînt zero).

În acest circuit se consideră că tranzistorul produce o modificare de putere deoarece el poate comanda o putere mai mare decît este necesară la bornele sale de intrare. Întrucît curentul de poartă este excesiv de mic, amplificarea de putere în cazul de faţă este foarte mare.

1.3.3. Metode grafice în circuite mai complexe

Construcţia dreptei de sarcină arătată în paragraful precedent poate fi adaptată oricărui circuit în care un dispozitiv descris printr-o caracteristică de tip dipol la o pereche de borne este introdus într-o reţea care se compune numai din surse şi elemente liniare. Orice astfel de situaţie poate fi analizată prin construirea circuitului echivalent Thévenin sau Norton

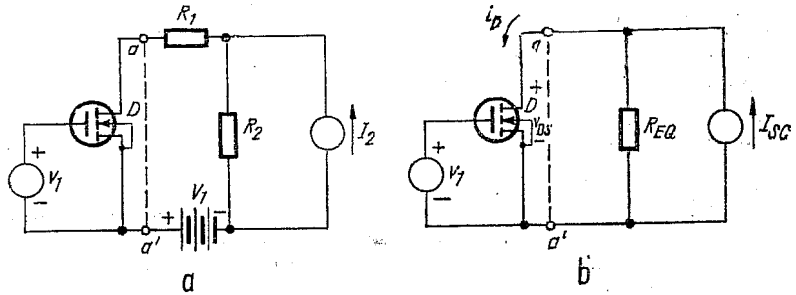


Fig. 1.12. Circuit cu tranzistor în care porţiunea liniară cuprinde mai multe elemente: *a* – circuitul iniţial; *b* – acelaşi circuit, în care porţiunea liniară a fost înlocuită printr-un circuit echivalent Norton.

pentru porţiunea liniară a circuitului şi descriind apoi acest circuit echivalent printr-o dreaptă de sarcină suprapusă peste caracteristicile neliniare.

Ca exemplu specific de astfel de construcţii, să considerăm circuitul din fig. 1.12, *a*. Porţiunea de circuit din dreapta bornelor însemnate cu *aa'* poate fi înlocuită printr-un circuit echivalent Thévenin, aşa cum se arată în fig. 1.12, *b*.

Elementele acestui circuit echivalent sînt obţinute prin cercetarea circuitului iniţial. Rezistenţa echivalentă a sursei R_{EQ} se determină prin deconectarea sursei independente de curent I_2 şi prin înlocuirea sursei de tensiune independentă V_1 printr-un scurtcircuit, astfel că:

$$R_{EQ} = R_1 + R_2. \tag{1.8a}$$

Tensiunea în gol la bornele *aa'* va fi, evident:

$$V_{OC} = I_2 R_2 - V_1. \tag{1.8b}$$

Deci, curentul de scurtcircuit la bornele *aa'* va fi:

$$I_{SC} = \frac{V_{OC}}{R_{EQ}} = \frac{I_2 R_2 - V_1}{R_1 + R_2}. \tag{1.8c}$$

În consecinţă, intersecţiile dreptei de sarcină cu caracteristicile de tip dipol la ieşirea tranzistorului, care sînt reprezentate grafic în planul $i_D - v_{DS}$, vor fi:

$$\text{cînd } i_D = 0, \qquad v_{DS} = V_{OC};$$

$$\text{cînd } v_{DS} = 0, \qquad i_D = I_{SC}.$$

Panta dreptei de sarcină va fi, evident, $-1/R_{EQ}$.

Circuitul din fig. 1.13 furnizează un alt exemplu de analiză grafică. Întrucît buclele de intrare şi ieşire sînt cuplate printr-o rezistenţă la sursă,

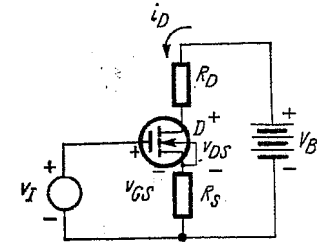


Fig. 1.13. Circuit în care buclele de intrare şi ieşire au o rezistenţă comună.

tensiunea dintre poartă şi sursă nu mai este egală cu tensiunea de intrare a sursei de semnal, aşa cum era cazul în exemplele precedente.

Întrucît curentul de poartă este neglijabil, curentul din rezistenţa sursei comune este egală cu curentul de drenă. În consecinţă, aplicînd celor două bucle legea distribuţiei tensiunilor a lui Kirchhoff, se va obţine:

$$\text{bucla de intrare}: v_I = v_{GS} + i_D R_S; \tag{1.9 a}$$

$$\text{bucla de ieşire}: V_B = v_{DS} + (R_D + R_S)\, i_D. \tag{1.9 b}$$

Cea de a doua dintre aceste ecuaţii defineşte o caracteristică de sarcină pe caracteristicile de ieşire ale tranzistorului. Intersecţiile vor fi:

$$\text{pentru } i_D = 0, \qquad v_{DS} = V_B;$$

$$\text{pentru } v_{DS} = 0, \qquad i_D = \frac{V_B}{R_D + R_S}.$$

Această dreaptă de sarcină poate fi folosită pentru a genera o caracteristică de transfer care să stabilească o relaţie între curentul de drenă i_D şi tensiunea dintre poartă şi sursa v_{GS}. Din moment ce această relaţie dintre

i_D şi v_{GS} a fost determinată, ec. (1.9 a) poate fi folosită pentru a lega tensiunea sursei de semnal v_I de i_D. În felul acesta, s-a obţinut relaţia dorită care arată dependenţa lui i_D de v_I, lucrînd „în ambele direcţii" de la v_{GS}

1.3.4. Amplificare liniară

După cum am văzut în fig. 1.1, în multe aplicaţii din domeniul electronicii se cere o amplificare liniară, adică repetarea unui semnal sau a unei forme de undă la un nivel de putere mai înalt. Circuitul fundamental cu tranzistor cu efect de cîmp din fig. 1.9 poate satisface această cerinţă. Totuşi, caracteristica de transfer de tensiune din fig. 1.11 arată în mod clar că nu este posibil să se conecteze pur şi simplu semnalul de intrare la bornele dintre poartă şi sursă dacă se doreşte o amplificare liniară; caracteristica de transfer este neliniară, iar tensiunea pe sarcină în nici un caz nu va constitui replica amplificată a tensiunii la intrare. Dacă însă semnalul de intrare este limitat ca plajă de excursie şi dacă este adăugat la o tensiune continuă aleasă în mod corespunzător, se poate obţine o relaţie liniară între ieşire şi intrare. Acest lucru este posibil datorită faptului că există o porţiune a caracteristicii de transfer, situată în apropierea punctului P, în care tensiunea de ieşire este sensibilă la variaţiile tensiunii de intrare *şi* în care variaţiile acestor tensiuni sînt într-o relaţie aproximativ liniară. Aşadar, funcţionarea liniară poate fi realizată dacă circuitul lucrează pe acea porţiune a caracteristicii care este situată în apropierea lui P.

În fig. 1.14 se reprezintă un circuit care permite funcţionarea în apropierea lui P; pe figură, sursa de putere a drenei nu este reprezentată în mod explicit; se lasă să se înţeleagă că este conectată între borna însemnată cu $+V_B$ şi „pămînt" sau punctul de referinţă simbolizat prin $\perp$. Acest circuit diferă de acela examinat în legătură cu fig. 1.9 numai prin faptul că tensiunea de intrare v_I, care apare între poartă şi sursa tranzistorului TEC, constă în suma a două tensiuni componente. Cu alte cuvinte:

$$v_I = V_I + v_i. \tag{1.10}$$

Tensiunea de curent continuu V_I este furnizată de o sursă de tensiune fixă, simbolizată prin baterie. Semnalul care urmează a fi amplificat este însemnat prin v_I[1]).

[1]) Notaţia introdusă aici este o notaţie standard pentru circuitele electronice. Variabilele instantanee totale sînt notate cu litere mici şi indicii cu litere mari (v_I). Componentele de repaus sau de curent continuu sînt notate cu litere mari şi indicii cu litere mari (V_I) Componentele semnalelor instantanee sînt notate cu litere mici şi cu indici cu litere mici (v_i). Mai tîrziu vom folosi variabile cu caractere majuscule, cu indici litere mici pentru a nota amplitudinile complexe. Deşi pentru moment această notaţie poate părea cam complicată sau inutilă, pentru a evita confuziile o oarecare convenţie este absolut necesară. Această notaţie are importantul avantaj de a arăta dintr-o privire tipul de variabile despre care este vorba *(NA)*.

Componenta de curent continuu a tensiunii de intrare (V_I) trebuie aleasă astfel încît circuitul să lucreze pe o porţiune liniară a caracteristicii de transfer. Vom presupune în mod arbitrar că semnalul de intrare (v_i) are excursii pozitive şi negative egale şi vom alege pe V_I astfel încît, în momentul în care tensiunea de semnal este zero, circuitul să lucreze în mijlocul regiunii liniare[1]). Punctul P din fig. 1.11 se află mai mult sau

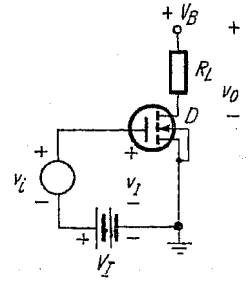


Fig. 1.14. Circuit cu triodă în care se obţine o amplificare liniară.

mai puţin în mijlocul porţiunii liniare a caracteristicii. Acest punct corespunde la $v_I = +3{,}5$ V. Deci, vom fixa pe V_I la această valoare:

$$v_I = +3{,}5 \text{ V}.$$

Funcţionarea circuitului ca amplificator liniar este reprezentată în fig. 1.15. Pe această figură, tensiunea de semnal v_i este presupusă a fi sinusoidală, avînd o amplitudine de 0,5 V. Tensiunea de ieşire instantanee este determinată prin proiectarea tensiunii de intrare instantanee pe caracteristica de transfer, pentru a găsi valoarea corespunzătoare a lui v_0. Această construcţie este reprezentată pentru un moment de timp t_1 prin liniile întrerupte.

Construcţia din fig. 1.15 arată clar că tensiunea de ieşire are o componentă ce este replica amplificată a componentei semnalului (de tensiune) de intrare. Această componentă sinusoidală este suprapusă pe componenta de curent continuu care corespunde, bineînţeles, valorii lui v_O în punctul P. În felul acesta, tensiunea de ieşire instantanee v_O poate fi înscrisă sub forma:

$$v_O = V_O + v_o, \tag{1.11}$$

[1]) Dacă v_i are oscilaţii pozitive şi negative inegale, o alegere mai bună ar fi un punct de lucru situat la una din extremităţile regiunii liniare *(NA)*.

în care V_0 este o componentă de curent continuu avînd valoarea aproximativă de +4,6 V, iar v_o este componenta semnalului; ea este aproximată printr-o sinusoidă avînd o amplitudine de aproximativ 1,5 V.

Dacă ne îndreptăm atenţia asupra *componentelor de semnal* v_i şi v_o, vom constata că acestea se află într-o relaţie aproximativ liniară, cum este şi de dorit; într-adevăr :

$$v_o(t) \simeq 3v_i(t). \qquad (1.12)$$

Amplificarea de tensiune (sau *cîştigul de tensiune*) de 3 corespunde pantei caracteristicii de transfer în regiunea de lucru; o tangentă dusă la curba lui v_O în funcţie de v_I în punctul P are o pantă de aproximativ 3.

Acest circuit are proprietatea de *amplificare* sau *cîştig de putere*. Puterea medie de curent alternativ disipată pe rezistorul de sarcină de 4 kΩ este de :

$$P_{AV} = \frac{(1,5)^2}{2\times 4\times 10^3} \simeq 0,3 \text{ mW},$$

în timp ce puterea ce trebuie furnizată de sursa de tensiune a semnalului v_i la bornele de intrare poate să fie de numai cîţiva nanowaţi. În felul acesta, amplificarea de putere poate să fie de ordinul 10^5 sau 10^6.

Este important de menţionat că proprietatea pe care o numim amplificare de putere şi care, în ultimă instanţă, este ceea ce deosebeşte acest circuit activ de un transformator pasiv cu amplificare de tensiune, este o manifestare a transferului de putere comandat de la sursa de putere a drenei (V_B) la sarcină. Tranzistorul comandă pur şi simplu fluxul de putere de la sursă la sarcină astfel încît să se obţină replica dorită a semnalului de intrare.

Construcţia din fig. 1.15 arată că trebuie să se realizeze două condiţii pentru ca componenta semnalului de ieşire să fie într-o relaţie liniară cu componenta semnalului de intrare. Mai întîi, componenta de curent continuu a tensiunii de intrare trebuie aleasă astfel încît circuitul să lucreze pe o porţiune liniară a caracteristicii de transfer în care există amplificare. Cu alte cuvinte, *punctul static de funcţionare* sau *punctul de funcţionare în repaus* trebuie să fie ales în mod corect. Bateria care stabileşte punctul de *funcţionare* este deseori numită *sursă de polarizare*. În al doilea rînd, excursia semnalului de intrare trebuie să fie aproximativ limitată. Dacă circuitul este polarizat necorespunzător, sau dacă tensiunea semnalului de intrare este prea mare, va apărea o *distorsiune* întrucît relaţia dintre componentele semnalului devine neliniară, cu alte cuvinte punctul instantaneu de funcţionare se deplasează într-o porţiune a caracteristicii de transfer în care curbura devine semnificativă. Efectul pe care distorsiunea îl are asupra semnalului de ieşire este ilustrat în fig. 1.16.

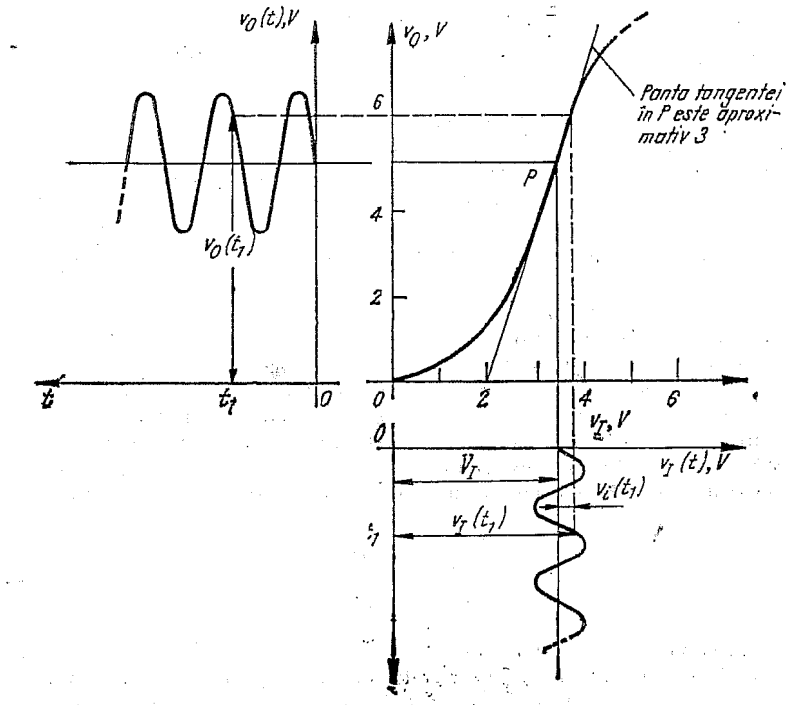


Fig. 1.15. Dacă punctul de lucru este ales corespunzător şi dacă domeniul excursiei tensiunii de intrare este limitat, se obţine o amplificare liniară.

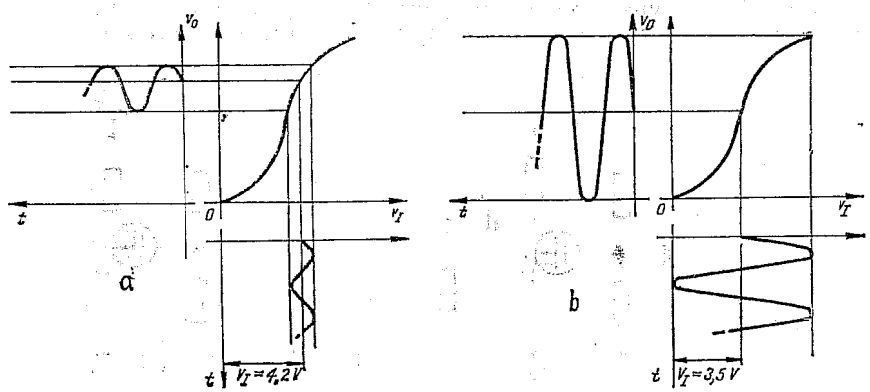


Fig. 1.16. Distorsiunea într-un amplificator:
a — distorsiunea produsă de o proastă alegere a punctului de funcţionare; b — distorsiunea produsă de o amplitudine prea mare a semnalului de intrare.

1.3.5. Circuite de cuplare şi polarizare

Considerat ca amplificator practic, circuitul din fig. 1.14 are două dezavantaje :

1. Sursa semnalului de intrare v_i trebuie conectată în serie cu sursa de polaritate V_I. Din această cauză, caracteristica de curent continuu a unei surse reale de semnal poate perturba punctul de funcţionare.

2. Semnalul de ieşire este suprapus pe o componentă de curent continuu.

În fig. 1.17 se reprezintă un circuit amplificator în care bornele de intrare şi de ieşire sînt raportate la pămînt şi izolate faţă de sursa de putere (V_B). Întrucît condensatoarele blochează curentul continuu, se izolează porţiunile de circuit conectate la sursa de alimentare, de borne. În felul acesta, circuitul care controlează punctul de funcţionare al tranzistorului constă numai în R_1, R_2, R_D şi din tranzistorul MOS, aşa cum se arată în fig. 1.18. Valoarea de curent continuu a tensiunii aplicată între poartă şi sursă este controlată de divizorul de tensiune compus din R_1 şi R_2 :

$$V_{GS} = V_B \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \tag{1.13}$$

Astfel, dacă vom considera că $V_B = 10$ V, $R_D = 4$ kΩ, $R_1 = 650$ kΩ şi $R_2 = 350$ kΩ, tensiunea continuă aplicată între poartă şi sursă va fi de 3,5 V, iar punctul de funcţionare va fi acelaşi ca şi în circuitul reprezentat în fig. 1.9 ; construcţia grafică a dreptei de sarcină este reprezentată în fig. 1.10.

Datorită condensatoarelor din circuitul reprezentat în fig. 1.17, tensiunea de ieşire v_o este zero cînd tensiunea de intrare v_i este zero. Con-

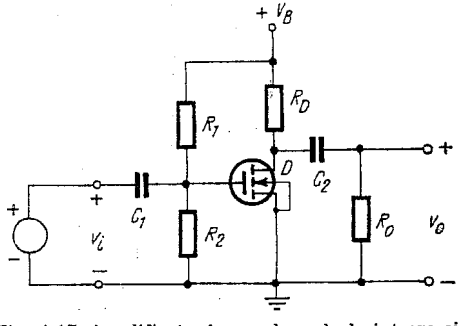


Fig. 1.17. Amplificator în care bornele de intrare şi ieşire sînt izolate faţă de sursa de alimentare prin condensatoare.

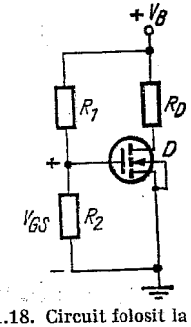


Fig. 1.18. Circuit folosit la determinarea punctului de funcţionare al tranzistorului din fig. 1.17.

densatorul de intrare C_1 se încarcă pînă la o tensiune V_{GS}, în timp ce condensatorul de ieşire se încarcă pînă la o tensiune V_{DS}, adică tensiunea continuă dintre drenă şi sursă în punctul de funcţionare.

Condensatoarele cuplează semnalul de intrare de curent alternativ (v_i) la poartă, şi componentele de curent alternativ ale tensiunii dintre drenă şi sursă, la bornele de ieşire, adică la v_o. Dacă ele au o valoare suficient de mare pentru ca variaţiile lor de tensiune să fie neglijabile pe duratele de timp care interesează, *componenta semnalului* tensiunii dintre poartă şi sursă v_{gs} va fi egală cu tensiunea de intrare v_i, iar tensiunea de ieşire v_o va fi egală cu *componenta semnalului* avînd tensiunea dintre drenă şi sursă. Aceasta înseamnă :

$$v_i = v_{gs}\,; \tag{1.14a}$$

$$v_o = v_{ds}. \tag{1.14b}$$

Trebuie menţionat totuşi că în momentul în care valorile diferite de zero ale lui v_i fac ca punctul instantaneu de funcţionare al tranzistorului să se depărteze de punctul de repaus (P în fig. 1.10), deplasarea nu are loc de-a lungul dreptei de sarcină folosită pentru determinarea punctului de funcţionare. Întrucît tensiunea pe C_2 nu variază ci rămîne fixă la valoarea pe care a avut-o cînd v_i este zero, atît pe R_D cît şi pe R_O apare o variaţie a tensiunii de drenă, iar variaţia corespunzătoare a curentului de drenă va fi dată de suma variaţiilor curenţilor care curg prin aceşti doi rezistori. În consecinţă, dreapta de sarcină care guvernează variaţiile de curent alternativ, sau cele produse de semnal, în raport cu punctul de funcţionare nu va avea o pantă de $-1/R_D$, ci de [1] :

$$\text{panta} = -\frac{1}{R_D \| R_O} = -\frac{R_D + R_O}{R_D R_O}. \tag{1.15}$$

Domeniul de lucru, care se denumeşte *dreapta de sarcină în curent alternativ*, are o pantă mai mare decît dreapta *de sarcină în curent continuu*, aşa cum se arată în fig. 1.19, deoarece rezistenţa de sarcină în curent alternativ $R_D \| R_O$ este mai mică decît rezistenţa de sarcină în curent continuu (desenul este făcut pentru $R_D = R_O$). Porţiunea înnegrită a dreptei de sarcină în curent alternativ arată excursia punctului de funcţionare a circuitului care însoţeşte o excursie a semnalului de intrare de ± 1 V. Componenta de curent alternativ a tensiunii dintre drenă şi sursă, care poate fi determinată pur şi simplu prin proiectarea excursiei punctului

[1] Notaţia || se foloseşte pentru a indica o combinaţie de rezistenţe în paralel. *(NA)*

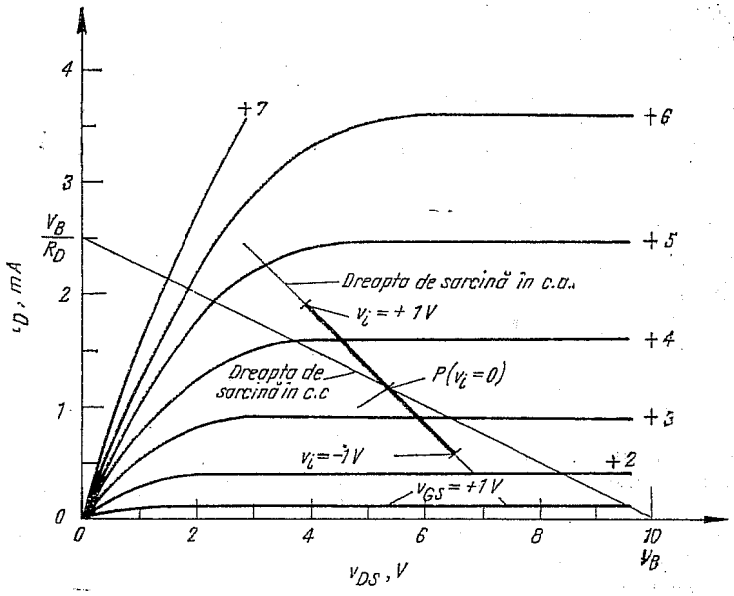


Fig. 1.19. Dreapta de sarcină de curent alternativ care trece prin punctul de funcţionare în repaus, arată regiunea de lucru pentru semnale de curent alternativ.

de funcţionare de-a lungul dreptei de sarcină în curent alternativ pe axa tensiunilor, este egală cu v_o. În acest fel, se poate construi o *caracteristică de transfer în curent alternativ.*

În fig. 1.20, *a* se reprezintă un circuit care foloseşte un transformator pentru a separa tensiunea semnalului de ieşire de componenta de curent continuu a tensiunii de drenă şi pentru a izola rezistenţa de sarcină R_L faţă de sursa de putere. Evident că transformatorul nu transformă curentul continuu. Un model de transformator care ilustrează acest fapt este reprezentat în fig. 1.20, *b*.

Inductanţa L_m, care se numeşte *inductanţa de magnetizare*, scurtcircuitează transformatorul ideal în curent continuu. Dacă L_m este suficient de mare, curentul care îl străbate nu va varia în mod apreciabil pe durata, intervalelor de timp ce interesează, în momentul aplicării semnalelor şi ca atare poate fi neglijat.

În fig. 1.21 se reprezintă dreptele de sarcină în curent alternativ şi continuu pentru acest circuit. Dreapta de sarcină în curent continuu este

verticală, pe transformator nu există nici o cădere de tensiune în curent continuu [1]).

Punctul static de funcţionare P este fixat de R_1 şi R_2 care controlează tensiunea de curent continuu dintre poartă şi sursă. Caracteristica de sarcină de curent alternativ trece prin punctul de funcţionare cu o pantă de $-1/(R_L/n^2)$, întrucît rezistenţa de sarcină raportată la primarul

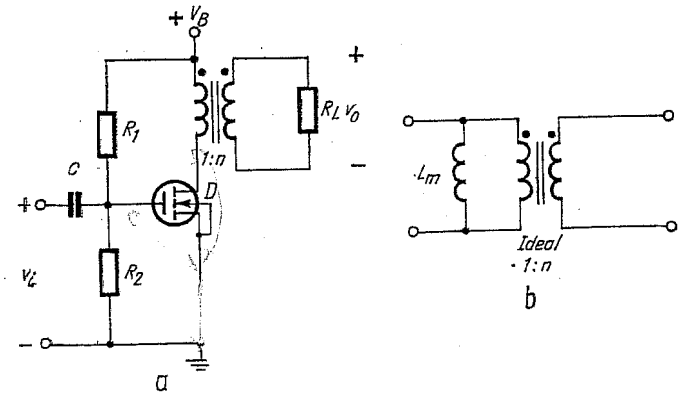


Fig. 1.20, Circuit în care sarcina este cuplată prin transformator: *a* — circuit; *b* — circuit echivalent pentru transformator.

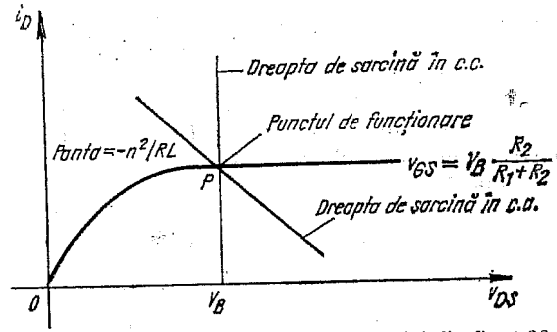


Fig. 1.21. Dreptele de sarcină ale circuitului din fig. 1.20.

[1]) Un model de transformator mai apropiat de realitate ar trebui să ţină seama de rezistenţa bobinajelor. În acest caz, caracteristica de sarcină în curent continuu va fi oblică şi nu verticală *(NA)*.

transformatorului este R_L/n^2. Componenta de curent alternativ a tensiunii dintre drenă şi sursă poate fi mai mare decît V_B în acest circuit.

Condensatoarele folosite în cele două circuite amplificatoare examinate în acest paragraf blochează curenţii continui şi cuplează semnalele de curent alternativ la amplificator. Din această cauză ei se numesc fie *condensatoare de cuplaj* fie *condensatoare de blocare* şi sînt alese astfel încît căderile de tensiune ale semnalului pe ele să fie neglijabile.

1.4. MODELARFA ŞI ANALIZA CIRCUITELOR LINIARE ACTIVE

După cum am văzut, amplificatoarele care folosesc dispozitive active lucrează deseori astfel încît să se obţină relaţii liniare între intrare şi ieşire. Acest lucru se realizează prin limitarea domeniului de variaţie a curenţilor şi tensiunilor de la bornele dispozitivului activ în aşa fel încît neliniarităţile caracteristicilor acestuia să nu fie percepute. Într-un astfel de caz, componentele de semnal ale variabilelor, care măsoară abaterile de la punctul de funcţionare în repaus, se află într-o relaţie aproximativ liniară.

Se poate folosi faptul că componentele de semnal ale variabilelor se află într-o relaţie liniară pentru excursii destul de mici, pentru a obţine o reprezentare algebrică a comportării dispozitivului. O astfel de reprezentare constituie o altă soluţie la modelele grafice pe care le-am considerat pînă acum şi ne pune la îndemînă puternicile resurse ale teoriei circuitelor liniare pentru analiza circuitelor active. Vom folosi încă o dată tranzistorul cu efect de cîmp MOS pentru a ilustra această tehnică.

1.4.1. Un model pentru semnal mic

Tranzistorul TEC are o astfel de natură fizică încît tensiunile la borne pot fi considerate ca variabile independente, în timp ce curenţii la borne pot fi consideraţi ca variabile dependente. În felul acesta, o descriere formală a comportării electrice a dispozitivului va avea forma din ecuaţiile (1.1), pe care le repetăm mai jos:

$$i_D = i_D(v_{DS}, v_{GS}); \tag{1.16a}$$

$$i_G \simeq 0. \tag{1.16b}$$

Vom considera fiecare dintre variabilele la borne ca fiind compusă dintr-o componentă *de repaus*, sau de curent continuu, şi o componentă *de semnal*. Componentele de repaus definesc punctul de funcţionare în curent continuu; componentele de semnal măsoară abaterile de la acest

punct de funcţionare. Aşadar, cele patru variabile instantanee totale care apar în ecuaţiile (1.16) pot fi scrise:

$$v_{DS} = V_{DS} + v_{ds}; \tag{1.17a}$$

$$v_{GS} = V_{GS} + v_{gs}; \tag{1.17b}$$

$$i_D = I_D + i_d; \tag{1.17c}$$

$$i_G = I_G + i_g. \tag{1.17d}$$

Notaţia este aceeaşi din § 1.3.4; primii termeni din partea din dreapta a acestor ecuaţii sînt componentele de curent continuu, iar termenii secunzi sînt componentele de semnal.

O reprezentare formală a relaţiei dintre componentele de semnal poate fi obţinută prin dezvoltarea în serie Taylor în jurul stării de repaus, a relaţiilor funcţionale implicate prin ecuaţiile (1.16). Dezvoltarea ecuaţiei (1.16a) dă:

$$i_D = i_D|_Q + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\right|_Q v_{ds} + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_Q v_{gs} + \frac{1}{2!}\left.\frac{\partial^2 i_D}{\partial v_{DS}^2}\right|_Q v_{ds}^2 + \frac{1}{2!}\left.\frac{\partial^2 i_D}{\partial v_{GS}^2}\right|_Q v_{gs}^2 + \left.\frac{\partial^2 i_D}{\partial v_{GS}\partial v_{DS}}\right|_Q v_{ds}v_{gs} + \text{termenii de ordin mai înalt.} \tag{1.18}$$

Notaţia $i_D|_Q$ sau $\partial i_D/\partial v_{DS}|_Q$ arată că funcţia sau derivata parţială trebuie evaluată în punctul de funcţionare în repaus, adică punctul $v_{DS} = V_{DS}$, $v_{GS} = V_{GS}$. Dacă variabilele de semnal sînt suficient de mici pentru ca curentul instantaneu de drenă să fie aproximativ de liniar în aceste variabile, dezvoltarea poate fi aproximată prin seria trunchiată care se obţine cînd *toţi* termenii de ordinul al doilea şi mai mari sînt neglijaţi. Vom avea deci:

$$i_D \cong i_D|_Q + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\right|_Q v_{ds} + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_Q v_{gs}. \tag{1.19a}$$

Dacă vom exprima curentul de drenă prin componentele sale de curent continuu şi de semnal, folosind ecuaţia (1.17 c), ecuaţia (1.19 a), devine:

$$I_D + i_d = i_D|_Q + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\right|_Q v_{ds} + \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_Q v_{gs}. \tag{1.19b}$$

Întrucît componentele de semnale mici sînt independente de componentele staţionare, ele pot fi făcute egale cu zero fără a influenţa prin aceasta starea staţionară a dispozitivului. În acest caz, ecuaţia (1.19b) devine:

$$I_D = i_D\big|_Q. \tag{1.20a}$$

În sfîrşit, dacă această relaţie staţionară este scăzută din ecuaţia (1.19b), între componentele de semnale mici va rămîne o relaţie de forma:

$$i_d = \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\bigg|_Q v_{ds} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\bigg|_Q v_{gs}. \tag{1.20b}$$

Nu există nimic nou în ec. (1.20a), care arată pur şi simplu că curentul de repaus de drenă este legat de tensiunile de repaus la borne prin relaţia funcţională din ec. (1.16a), calculată în punctul de funcţionare. Cea de a doua ecuaţie (1.20b) este o relaţie liniară între componentele de semnal. Coeficienţii acestei relaţii liniare sînt derivatele parţiale evaluate în punctul de funcţionare în repaus. Faptul că curentul de poartă este aproximativ nul arată că o dezvoltare formală a ecuaţiei (1.16 b), nu este necesară. Bineînţeles, avem:

$$i_G \simeq 0; \tag{1.21a}$$

$$i_g \simeq 0. \tag{1.21b}$$

Evident, o relaţie funcţională pentru curentul de poartă total ar putea fi dezvoltată exact în acelaşi mod ilustrat şi pentru i_D.

Rezultatele dezvoltării curentului de drenă, date de ec. (1.20b), constituie un model care stabileşte un raport între componentele de semnal şi care este liniar în componentele respective. Acest model se numeşte *model de semnal mic* sau *model incremental*. Variabilele de semnal care intervin în acest model se numesc de multe ori *variabile incrementale* (sau de semnal mic). Aceste denumiri scot în evidenţă faptul că modelul se aplică numai pentru domenii limitate de variaţie a variabilelor de semnal sau incrementale.

Un model de semnal mic poate fi exprimat printr-un montaj de elemente idealizate de circuit. În acest scop vom scrie ecuaţia (1.20b) sub forma:

$$i_d = g_o v_{ds} + g_m v_{gs}, \tag{1.22a}$$

în care

$$g_o = \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\bigg|_Q \tag{1.22b}$$

se numeşte *conductanţa de ieşire de semnal mic*, iar

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\bigg|_Q \tag{1.22c}$$

se numeşte *conductanţa de transfer directă de semnal mic*, sau pur şi simplu *transconductanţa de semnal mic*. Cu ajutorul acestei notaţii, modelul de semnal mic poate fi reprezentat astfel cum se arată în fig. 1.22. Acest model de circuit este echivalent cu descrierea din ec. (1.20b) şi (1.21b) deoarece ecuaţiile nodale ale circuitului corespund exact acestor descrieri algebrice.

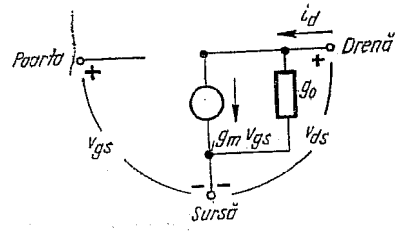


Fig. 1.22. Circuit echivalent de semnal mic pentru tranzistorul MOS.

Evident că modelul de circuit de semnal mic din fig. 1.22 nu este decît o reprezentare formală a relaţiilor ce există între variabilele de semnal mic; el nu este complet decît în momentul în care se determină şi coeficienţii g_o şi g_m. Analiza caracteristicilor electronice fizice ale tranzistorului ne va furniza o relaţie algebrică specifică de forma ecuaţiei (1.16a). Această descriere a dispozitivului poate fi folosită drept bază pentru a specifica direct parametrii de semnal mic în conformitate cu ec. (1.22b) şi (1.22c). Vom exemplifica această metodă în cap. 11, după ce vom fi analizat cantitativ şi în detaliu caracteristicile fizice ale acestui dispozitiv activ, şi ale altora. Pentru moment, vom calcula coeficienţii de semnal mic ţinînd seama de relaţiile dintre aceştia, după o descriere grafică a dispozitivului.

Coeficienţii de semnal mic g_o şi g_m sînt determinaţi de pantele şi distanţele caracteristicilor statice de ieşire. Definiţia din ecuaţia (1.22b) arată că g_o poate fi scris sub forma:

$$g_o \simeq \frac{\Delta i_D}{\Delta v_{DS}}\bigg|_{\substack{v_{GS} = V_{GS} \\ v_{DS} = V_{DS}}} \tag{1.23a}$$

Cu alte cuvinte, conductanţa de ieşire de semnal mic este egală cu panta în punctul de funcţionare al curbei trasată pentru curentul de drenă în funcţie de tensiunea dintre drenă şi sursă pentru o tensiune fixă între

poartă şi sursă. În mod asemănător, conductanţa de transfer incrementală poate fi scrisă sub forma:

$$g_m \simeq \left.\frac{\Delta i_D}{\Delta v_{DS}}\right|_{\substack{v_{GS}=V_{GS}\\ v_{DS}=V_{DS}}} \tag{1.23b}$$

Acest coeficient este egal cu intervalul unitar în punctul de funcţionare dintre curbele curentului de drenă. Aceste relaţii sînt ilustrate în fig. 1.23.

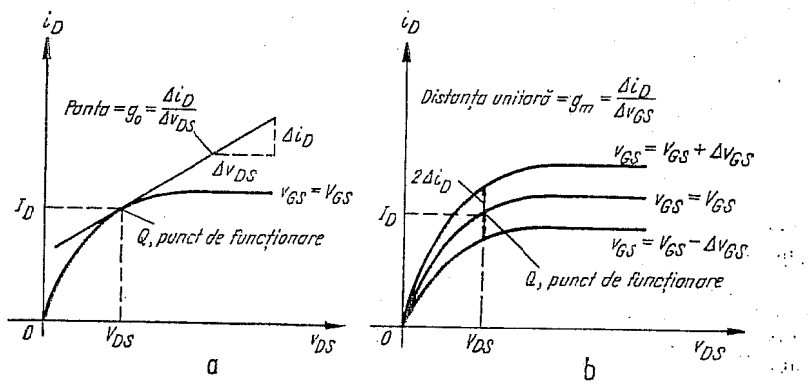


Fig. 1.23. Calculul coeficienţilor de semnal mic pe baza curbelor caracteristice: *a* – calculul lui g_o; *b* – calculul lui g_m.

1.4.2. Analiza unui amplificator de semnal mic

Pentru a ilustra aplicarea circuitelor echivalente de semnal mic, vom considera încă o dată amplificatorul simplu din fig. 1.14. Restricţia pe care sursa de putere şi rezistenţa de sarcină o impun asupra tranzistorului este dată de ec. (1.5a), pe care o repetăm mai jos:

$$V_B = i_D R_L + v_{DS}. \tag{1.24}$$

Dacă curentul de drenă şi tensiunea dintre drenă şi sursă sînt exprimate prin componentele lor de curent continuu şi de semnal, se va obţine:

$$V_B = (I_D R_L + V_{DS}) + (i_d R_L + v_{ds}). \tag{1.25}$$

Întrucît componentele de repaus şi de semnal mic sînt independente, această ecuaţie poate fi separată în două părţi:

$$V_B = I_D R_L + V_{DS}; \tag{1.26a}$$

$$0 = i_d R_L + v_{ds}. \tag{1.26b}$$

Ecuaţia (1.26a) stabileşte o relaţie între componentele de curent continuu şi nu aduce nimic nou. Ecuaţia (1.26b) stabileşte o relaţie între componentele de semnal mic. Partea din stînga a ecuaţiei este zero, deoarece tensiunea sursei de putere are o valoare fixă şi nu are componentă de semnal mic.

Ecuaţia (1.26b) este restricţia pe care circuitul o impune asupra variabilelor de semnal mic la bornele drenă-sursă ale tranzistorului. În consecinţă, această restricţie poate fi reprezentată împreună cu modelul de semnal mic al dispozitivului, astfel cum se arată în fig. 1.24. Efectul obţinut este de a se înlocui fiecare componentă prin modelul său de semnal mic. Modelul de semnal mic al bateriei sau al oricărei surse de tensiune *fixă* este un scurtcircuit. Dacă în circuitul complet ar fi existat o sursă de curent fixă, ea ar fi fost înlocuită printr-un circuit deschis. În felul acesta, bornele poartă-sursă sînt conectate direct la v_i, adică componenta de semnal a tensiunii de intrare; componenta corespunzătoare de curent continuu V_I (care fixează punctul de funcţionare) nu apare în această reţea de semnal mic.

Circuitul echivalent din fig. 1.24 poate fi folosit pentru a aprecia dependenţa lui v_o de v_i, după cum urmează:

$$v_o = (g_m v_{gs})\ R_L \left\| \left(\frac{1}{g_o}\right)\right. \tag{1.27a}$$

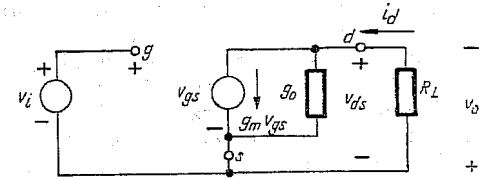


Fig. 1.24. Circuit echivalent de semnal mic pentru amplificatorul din fig. 1.14.

sau ceea ce este echivalent:

$$v_o = g_m \frac{R_L r_o}{R_L + r_o} v_{gs}, \tag{1.27b}$$

în care r_o reprezintă inversa lui g_o. În final, întrucît $v_{gs} = v_i$, vom obţine :

$$\frac{v_o}{v_i} = g_m \frac{R_L r_o}{R_L + r_o}, \tag{1.27e}$$

Acest raport între variabilele de semnal mic este *raportul de transfer direct al tensiunii de semnal mic* (care, evident, trebuie să fie egal cu panta în punctul de funcţionare al caracteristicii de transfer a tensiunii reprezentată în fig. 1.15).

Ca o verificare, să calculăm pe g_m şi g_o din fig. 1.10, şi să calculăm apoi v_o/v_i. Punctul de funcţionare este reprezentat pe caracteristicile de ieşire din fig. 1.10. În conformitate cu ec. (1.22), vom găsi pentru acest punct de funcţionare :

$$g_o \simeq 0\,;$$

$$g_m \simeq 0{,}7 \text{ mS}.$$

Pentru $R_L = 4$ kΩ vom găsi $v_o/v_i \simeq 2{,}8$ ceea ce, pentru precizia acestor scheme, reprezintă panta caracteristicii de transfer.

În circuitele mai complexe, modelele de semnal mic liniare ca cele folosite în acest exemplu oferă avantaje importante în comparaţie cu metodele grafice de analiză. Acest lucru se poate vedea mai cu seamă în cazul în care circuitele care ne interesează conţin elemente de stocare a energiei şi cînd trebuie să se considere dinamica dispozitivelor active. În astfel de cazuri, folosirea modelelor de semnal mic liniare permite aplicarea tuturor mijloacelor de analiză, a punctelor de vedere şi a deducţiilor dezvoltate în studiul dinamicii circuitelor pasive liniare. De exemplu, metodele care ţin seama de excitaţiile exponenţiale şi îşi concentrează atenţia asupra frecvenţelor proprii ale sistemului pot fi folosite de multe ori cu rezultate foarte bune.

Trebuie relevate în mod special trei aspecte prezentate de modelele şi analiza semnalelor mici. Mai întîi, coeficienţii acestor modele depind în mod explicit de punctul de funcţionare. În consecinţă, este nesemnificativă specificarea parametrilor unui model de semnal mic dacă nu se specifică şi punctul de funcţionare la care parametrii respectivi se referă. În al doilea rînd, analiza semnalelor mici suprimă orice dovadă a naturii inerent neliniare a dispozitivelor active. Astfel de modele nu pot fi folosite pentru a calcula distorsiunea dintr-un amplificator ; ele nici nu dau măcar o indicaţie asupra existenţei neliniarităţilor ce produc distorsiuni. Este deci necesar să se ţină seama că analiza semnalelor mici este valabilă numai pentru excursii limitate ale variabilelor, iar cînd se determină limitele corespunzătoare trebuie să se aplice alte puncte de vedere. În al treilea rînd, modelul de semnal mic se aplică *numai* pentru componentele de semnal mic ale variabilelor şi nu poate fi folosit pentru a investiga

relaţiile dintre componentele de repaus ale variabilelor sau dintre variaţiile totale. Într-adevăr, în momentul în care se formează circuitul de semnal mic toate sursele de curent continuu trebuie suprimate, adică sursele de tensiune continuă trebuie înlocuite prin scurtcircuite (ca în fig. 1.24) iar sursele de curent continuu trebuie înlocuite prin circuite deschise.

1.5. DEZVOLTAREA SUBIECTULUI

Exemplele din acest capitol au arătat modul în care dispozitivele active pot fi folosite ca ventile de control şi cum pot fi folosite pentru amplificare circuitele electronice. În plus, s-a examinat modelarea unui dispozitiv şi s-au introdus metodele grafice pentru analiza circuitelor. Aceste scurte exemple de aplicaţii ale dispozitivelor şi circuitelor electronice constituie baza unui studiu mai amănunţit în domeniul electronicii.

În capitolul următor vom face un studiu mai amănunţit asupra electronicii fizice, modelării şi aplicaţiilor pe care le pot avea într-un circuit diferite dispozitive semiconductoare active. Ne vom limita atenţia noastră la dispozitivele active semiconductoare, pentru faptul că ele domină aplicaţiile circuitelor electronice, şi le vom considera ca o introducere în materie. În anexele A şi B se găseşte o scurtă trecere în revistă asupra caracteristicilor electronice şi modelării tuburilor cu vid.

BIBLIOGRAFIE

[1.1]. E. A. Guillemin. *Introductory Circuit Theory.* Wiley, New York, 1953.
[1.2]. A. G. Bose and K. N. Stevens. *Introductory Network Theory.* Harper and Row, New York, 1965.
[1.3]. H. H. Skilling. *Electrical Engineering Circuits.* Wiley, New York, 1965.
[1.4]. L. A. Manning. *Electrical Circuits.* McGraw-Hill, New York, 1965.
[1.5]. M. E. Van Valkenburg. *Network Analysis,* 2nd Ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
[1.6]. C. M. Close. *The Analysis of Linear Circuits.* Harcourt, Brace & World, New York, 1968
[1.7]. R. E. Scott. *Elements of Linear Circuits.* Addison-Wesley, Reading, Mass. 1965.
[1.8]. R. E. Scott, *Linear Circuits.* Part I and II, Addison-Wesley, Reading, Mass. 1960.
[1.9]. J. B. Cruz and M. E. Van Valkenburg. *Introductory Singnals and Circuits.* Blaisdell Publishing Company, Waltham, Mass., 1967.
[1.10] N. Balabanian. *Fundamentals of Circuit Theory.* Allyn & Bacon, Boston, 1961.
[1.11] R. J. Smith. *Circuits, Devices and Systems.* Wiley, New York, 1966.
[1.12] S. I. Pearson and G. J. Maler. *Introductory Circuits Analysis.* Wiley, New York, 1965.
[1.13]. W. L. Cassell. *Linear Electric Circuits.* Wiley, New York, 1964.

PROBLEME

P 1.1. Caracteristicile tranzistorului MOS din fig. 1.8. constituie o reprezentare grafică a relaţiei funcţionale

$$i_D = i_D(v_{GS}, v_{DS})$$

în care v_{GS} este luat ca parametru, iar i_D este trasat în funcţie de v_{DS}. Această relaţie se mai poate desfăşura grafic luînd pe v_{DS} drept parametru şi trasînd pe i_D în funcţie de v_{GS}. Familia de curbe care rezultă se numeşte caracteristica de transfer direct a triodei.

a) Folosiţi datele din fig. 1.8 pentru a produce această familie de curbe. Trasaţi grafic cele trei curbe corespunzătoare la $v_{DS} = 2$V, 4V şi 6V.

b) O construcţie de dreaptă de sarcină similară cu aceea ilustrată în fig. 1.10 poate fi folosită cu această familie de curbe?

P 1.2 Tranzistorul TEC ale cărui caracteristici de drenă sînt reprezentate în fig 1.8 este conectat în circuitul din fig. 1.9. Tensiunea de alimentare de drenă este $V_B = 8$ V iar rezistenţa de sarcină este $R_L = 3$ kΩ. Să se găsească punctul de funcţionare al circuitului pentru $v_I = +4$V, adică să se calculeze v_{DS} şi i_D pentru această valoare a lui v_I.

P 1.3. Tranzistorul TEC ale cărui caracteristici de drenă sînt reprezentate în fig. 1.8. este conectat în circuitele reprezentate în fig. 1.25. Pentru fiecare circuit să se traseze şi dimensioneze dreapta de sarcină (în planul $i_D - v_{DS}$) impusă tranzistorului de către circuitul exterior şi să se găsească punctul de lucru pentru $v_{GS}=4$V.

P 1.4. Să se determine punctul de funcţionare al tranzistorului ale cărui caracteristici sînt reprezentate în fig. 1.8, pentru cazul în care acesta este conectat în circuitul din fig. 1.25, *c*, iar $v_I = +6$V. Se menţionează că $v_I \neq v_{GS}$. Să se găsească o metodă grafică ce poate fi folosită pentru a determina punctul de funcţionare pentru orice valoare fixă a lui v_I (*Propunere*: reţineţi că v_I şi i_D fixează valoarea lui v_{GS}. Exprimaţi v_{GS} prin v_I şi i_D şi trasaţi grafic această relaţie, pentru v_I fix, pe caracteristicile de drenă. Această curbă este liniară?)

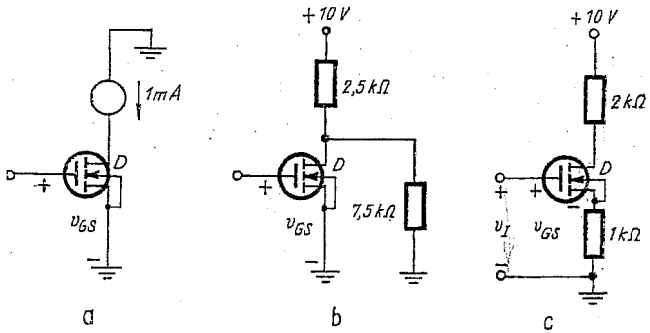


Fig. 1.25. Circuite cu tranzistoare.

P 1.5 Tranzistorul ale cărui caracteristici sînt reprezentate în fig. 1.8 este conectat în circuitul din fig. 1.17. Pentru parametri sînt valabile următoarele valori:

$$V_B = 15 \text{ V};$$

$$R_1 = 22 \text{ kΩ};$$

$$R_2 = 8 \text{ kΩ};$$

$$R_D = 5 \text{ kΩ};$$

$$R_0 = 2 \text{ kΩ}.$$

(a) Să se determine punctul static de funcţionare al circuitului.

(b) Să se traseze dreapta de sarcină în curent alternativ pe caracteristicile de drenă şi să se determine caracteristica de transfer în curent alternativ care leagă v_o de v_i. Se presupune că C_1 şi C_2 rămîn încărcaţi cu tensiunile care există în condiţii staţionare.

(c) Care este excursia maximă a lui v_i pentru care amplificatorul este rezonabil de liniar, adică pentru care se evită distorsiunile mari?

P 1.6. Parametrii de semnal mic definiţi în ecuaţiile 1.22 mai pot fi calculaţi pe baza caracteristicilor de transfer direct ale tranzistorului, în care i_D este trasat în funcţie de v_{GS}, cu v_{DS} ca parametru (vezi problema P 1.1). Să se întocmească desene similare cu cele din fig. 1.23, care să arate modul în care g_o şi g_m sînt calulaţi direct, pe baza caracteristicilor directe.

P 1.7. Să se evalueze g_m şi g_o pentru tranzistorul ale cărui caracteristice sînt arătate în fig. 1.8, pentru următoarele puncte de lucru:

$$(1)\ v_{DS} = +2\text{V}, \quad v_{GS} = +4\text{V};$$
$$(2)\ v_{DS} = +8\text{V}, \quad v_{GS} = +5\text{V}.$$

P 1.8. Să se determine, să se întocmească schema şi să se noteze un circuit liniar care să poată fi folosit la calculul raportului de transfer al tensiunii de semnal mic al circuitului din fig. 1.17. Folosind pentru parametri valorile date în problema 1.5, precum şi punctul de funcţionare găsit prin soluţia acestei probleme, să se calculeze raportul de transfer al tensiunii de semnal mic.

P 1.9. Să se determine, să se proiecteze şi să se noteze un circuit liniar care să poată fi folosit la calculul raportului de transfer al tensiunii de semnal mic a circuitului din fig. 1.20, *a*. Se va folosi modelul de transformator din fig. 1.20, b. Se va găsi expresia literară pentru raportul de transfer, v_o/v_i. Se va presupune că valorile cu care variază semnalele mici sînt suficient de mari pentru ca curentul de semnal mic să fie neglijabil în inductanţă, iar căderea de tensiune de semnal mic să fie neglijabilă în capacitatea de cuplaj.

P 1.10. Tranzistorul ale cărui caracteristici apar în fig. 1.8 este folosit în circuitul din fig. 1.9, cu $V_B = 8$ V şi $R_L = 2$ kΩ. Folosindu-se metodele grafice, să se determine, să se reprezinte grafic şi să se noteze caracteristicile de transfer care leagă pe i_D de v_I, pentru v_I situat în domeniul $-2 < v_I < +6$V.

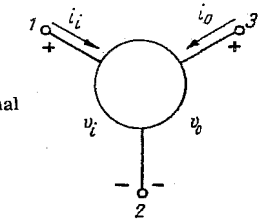


Fig. 1.26. Dispozitiv liniar de semnal mic, cu trei borne.

P 1.11. Un dispozitiv liniar de semnal mic cu trei borne poate fi caracterizat prin următoarea pereche de ecuaţii, care sînt scrise folosind variabilele definite în fig. 1.26:

$$i_i = gv_i + c(dv_i/dt)$$

$$v_o = \alpha v_i + ri_o$$

Să se proiecteze un model de circuit compus din elemente de circuit ideale pasive, precum şi sursele dependente care reprezintă această comportare. Să se noteze cu claritate bornele.

CAPITOLUL 2

MECANISME DE CONDUCȚIE ÎN SEMICONDUCTOARE

CAPITOLUL 2

MECANISME DE CONDUCȚIE ÎN SEMICONDUCTOARE

2.1. Metale și semiconductoare

2.1.1. Purtători de sarcină în metale
2.1.2. Efectul Hall
2.1.3. Neutralitatea sarcinii
2.1.4. Purtătorii de sarcină în semiconductoare
2.1.5. Impurități în semiconductoare
2.1.6. Demonstrarea experimentală a unui model cu doi purtători

2.2. Concentrații de purtători

2.2.1. Concentrații de purtători de echilibru
2.2.2. Dependența de temperatură a concentrațiilor de purtători de echilibru
2.2.3. Condiții de neechilibru. Purtători în exces

2.3. Recombinarea și generarea de purtători în exces

2.4 Transportul de curent electric

2.4.1. Driftul într-un cîmp electric
2.4.2. Difuzia într-un gradient de concentrație
2.4.3. Curgerea în cazul driftului și difuziei
2.4.4. Relațiile lui Einstein

Bibliografie

Probleme

Note referitoare la demonstrații

2

Mecanisme de conducție în semiconductoare

2.1. METALE ȘI SEMICONDUCTOARE

Majoritatea conductoarelor de electricitate solide sînt fie metale fie semiconductoare. Întrucît curentul este o manifestare a mișcării sarcinii în interiorul unui material, este necesar să se examineze originea și comportarea sarcinii capabilă de mișcare pentru a putea înțelege procesul de conducție dintr-un material. Semiconductoarele (siliciul și germaniul sînt exemplele cele mai obișnuite) diferă de metale din mai multe puncte de vedere. Diferența cea mai importantă și fundamentală este faptul că la nivel microscopic semiconductoarele conduc curentul electric cu ajutorul a două moduri distincte și independente de mișcare a electronilor. În timp ce unul dintre aceste moduri poate fi reprezentat la nivelul macroscopic prin curgerea sarcinilor negative, celălalt mod trebuie reprezentat prin curgerea sarcinilor *pozitive*. Metalele de pildă, conduc numai prin purtătorii mobili de sarcină *negativă*; într-un metal nu există purtători mobili de sarcină pozitivă. Această distincție stă la baza funcționării majorității dispozitivelor semiconductoare cu joncțiuni, inclusiv diodele și tranzistoarele bipolare.

2.1.1. Purtători de sarcină în metale

Majoritatea metalelor sînt bune conducătoare de electricitate; conductivitățile lor electrice sînt mai mari (adesea cu mai multe ordine de mărime) decît conductivitățile solidelor nemetalice, lichidelor și gazelor. Buna conductibilitate a metalelor se datorește faptului că ele conțin electroni *liberi* sau *mobili*, în concentrații mari. Electronii sînt mobili în sensul că

nu sînt legați de atomii de metal ci sînt liberi să se deplaseze în întregul volum al metalului. Din multe puncte de vedere, acești electroni liberi pot fi considerați, în mai multe metale, drept un „gaz" sau o „mare liberă de electroni" uniform distribuită, care se poate infiltra în volumul metalului. De obicei, fiecare atom de metal contribuie numai cu unul sau doi electroni (electronii de valență) la acest gaz de electroni. Ceilalți electroni ai atomului nu sînt liberi să se miște în volum ci sînt constrînși să rămînă asociați (sînt legați) cu anumite nuclee. Atomii oricărui solid au o concentrație de volum care este de ordinul numărului lui Avogadro, aproximativ 6×10^{23} cm^{-3}. În consecință, electronii liberi dintr-un metal au o concentrație volumică de ordinul a 10^{23} electroni pe centimetrul cub.

Un metal este neutru din punct de vedere electric deoarece sarcina negativă a electronilor liberi este echilibrată cu exactitate de sarcina pozitivă netă a nucleelor și a electronilor legați de atomii metalului. Cînd un atom contribuie cu un electron la gazul de electroni, atomul rămîne fixat în poziție ca ion pozitiv, avînd o sarcină egală ca valoare dar de semn contrar cu sarcina electronică. Deși ionii metalului constituie un „fond" de sarcină pozitivă, distribuția sarcinii pozitive nu aduce *nici o contribuție* la conducția electrică deoarece aceste sarcini sînt *imobile*, adică nu sînt libere să se deplaseze în metal. În consecință, conducția în metale este un proces desfășurat *de un singur purtător*, ce implică numai sarcini negative.

2.1.1. Efectul Hall

Faptul că în metale conducția electrică este o consecință a mișcării sarcinilor negative poate fi confirmat de o experiență clasică simplă. Această experiență, ilustrată în fig. 2.1, este cunoscută sub denumirea de *efect Hall*. Purtătorii de sarcină care formează curentul I într-un conductor metalic, reprezentat printr-o bară de secțiune dreptunghiulară, se deplasează între fețele polare ale unui magnet. În consecință, asupra acestor purtători de sarcină se exercită o forță de origină magnetică care îi deplasează *transversal* pe direcția z. Această deplasare a purtătorilor de sarcină produce o cădere transversală de tensiune, cunoscută sub denumirea de *tensiunea Hall*. Polaritatea acestei tensiuni furnizează dovada evidentă a *semnului* purtătorilor de sarcini.

Pentru a determina relația dintre polaritatea tensiunii Hall și semnul purtătorului de sarcină, vom considera efectul forței de origină magnetică, ce se numește forța lui Lorentz. Forța lui Lorentz, care acționează asupra particulelor de sarcină q ce se deplasează cu viteza $\mathbf{v}$ într-un cîmp magnetic $\mathbf{B}$, este:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \qquad (2.1a)$$

Semnul de înmulțire simbolizează produsul vectorial a doi vectori.

Purtătorii de sarcină în mișcare produc un curent electric. Pentru a cerceta relația dintre acest curent și viteza purtătorilor $\mathbf{v}$, vom considera elementul de volum paralelipipedic reprezentat în fig. 2.2 și vom calcula curentul care trece prin suprafața de arie A, perpendicular pe $\mathbf{v}$. Vom considera un interval de timp de durata Δt. În acest interval, *toți* purtătorii de sarcină din elementul de grosime $|\mathbf{v}|\Delta t$ străbat suprafața A. În felul acesta, dacă acești purtători au o densitate sau concentrație volumică n și poartă o sarcină q, sarcina care va străbate aria A în timpul Δt va fi

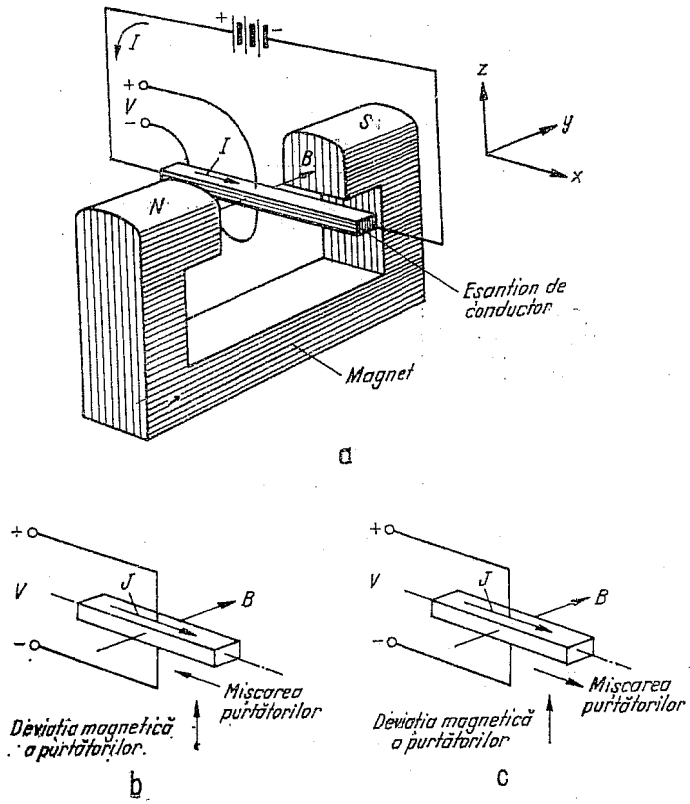


Fig. 2.1. Tensiunea Hall V apare în momentul intrării purtătorilor de sarcină și cînd aceștia sînt deviați de un cîmp magnetic. Polaritatea tensiunii Hall arată semnul sarcinii purtătorilor.

a — montaj experimental; axa punctelor în care V se măsoară este ortogonală atît față de cîmpul magnetic B cît și față de curentul I;
b — interpretarea în cazul purtătorilor încărcați cu sarcină negativă: V este negativ;
c — interpretarea în cazul purtătorilor încărcați cu sarcină pozitivă: V este pozitiv.

dată de relația $qn\,|\mathbf{v}|\Delta tA$. În consecință, curentul corespunzător va fi $qn|\mathbf{v}|A$, iar *densitatea curentului* va fi:

$$\mathbf{J} = qn\mathbf{v}. \tag{2.1b}$$

Dacă ecuația (2.1b) este folosită pentru a exprima pe $\mathbf{v}$ prin $\mathbf{J}$, ecuația (2.1a) devine:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{n}(\mathbf{J}\times\mathbf{B}). \tag{2.1c}$$

Trebuie reținut că dacă forța lui Lorentz este exprimată în felul acesta, ea va fi independentă de polaritatea sarcinii transportată de particulele în mișcare; în ecuația (2.1c), q nu apare.

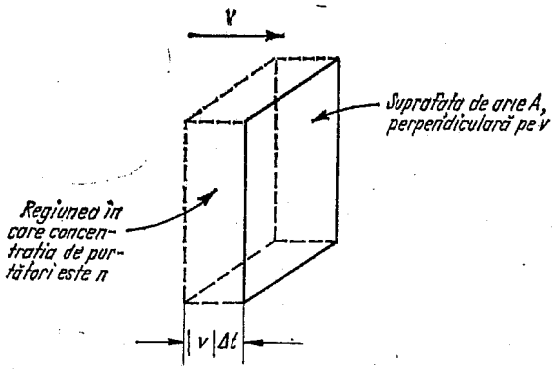


Fig. 2.2. Relația dintre viteza de drift și fluxul de particule.

În cazul montajului experimental reprezentat în fig. 2.1, densitatea curentului și cîmpul magnetic sînt ortogonale. Forța lui Lorentz, care este perpendiculară pe ambele, deviază purtătorii de sarcină către suprafața *superioară* a eșantionului. Această deviație transversală a purtătorilor provoacă o acumulare a purtătorilor de sarcină pe suprafața superioară și o sărăcire a purtătorilor de sarcină de pe suprafața inferioară. Aceste mici dezechilibrări de sarcină provoacă un cîmp electric transversal, care *se opune* deviației magnetice. Evident că atît direcția acestui cîmp cît și polaritatea tensiunii Hall transversală, legată de el, depind de semnul purtătorilor de sarcină.

Pentru purtătorii de sarcină negativă, situația este reprezentată în fig. 2.1, *b*; tensiunea Hall transversală este negativă. Dacă am presupune că purtătorii de sarcină ar avea o sarcină pozitivă, tensiunea Hall va avea o polaritate opusă, astfel cum se arată în fig. 2.1, *c*.

Observînd efectul Hall din majoritatea metalelor, se ajunge la polaritatea tensiunii transversală reprezentată în fig. 2.1, *b*, prin care se demonstrează că în metale conducția este rezultatul mișcării sarcinilor negative [1]).

2.1.3. Neutralitatea sarcinii

În mod invariabil, metalele au o neutralitate de sarcină *locală* și o neutralitate generală. Aceasta înseamnă că densitatea sarcinii este aproximativ zero în orice punct din interiorul metalului [2]); neutralitatea generală nu cere decît ca suma sarcinilor negative să fie egală cu suma sarcinilor pozitive indiferent de distribuție, ceea ce este o condiție mult mai puțin restrictivă.

Metalele nu au o prea mare densitate a sarcinii spațiale, deoarece orice abatere importantă de la neutralitatea sarcinii locale ar produce mari cîmpuri electrice interne iar curenții de conducție provocați de cîmpurile interne ar îndepărta repede sarcina care ar crea cîmpul. Pentru a ilustra în mare această situație, vom reprezenta în fig. 2.3, *a* modelul unei mici regiuni dintr-un metal, sub forma unui „condensator cu plăci paralele" cu pierderi. Dielectricul dintre metalele acestui condensator este caracterizat printr-o conductivitate σ și o permitivitate dielectrică ε. În consecință, structura fizică poate fi reprezentată printr-un circuit paralel RC, reprezentat în fig. 2.3, *b*. Capacitatea C are valoarea:

$$C = \frac{\varepsilon A}{d} \tag{2.2a}$$

iar rezistența R are valoarea:

$$R = \frac{d}{\sigma A}. \tag{2.2b}$$

[1]) Majoritatea metalelor, inclusiv metalele alcaline (litiu, sodiu, potasiu etc.), precum și metalele bune conducătoare cum ar fi cuprul, argintul, aurul și aluminiul au o tensiune Hall de o polaritate ce indică conducția prin sarcini negative, cum se arată în fig. 2.1, *b*. Unele metale, cum ar fi fierul, zincul și bismutul, au o tensiune Hall cu polaritate de semn opus, ceea ce indică conducția cu ajutorul unor purtători de sarcină *pozitivă*. Această situație de anomalie, care nu poate fi înțeleasă decît printr-o descriere amănunțită cu ajutorul mecanicii cuantice a acestor metale, se datorește faptului că metalele respective nu sînt definite în mod precis prin modelul de „gaz electronic" pe care l-am introdus. În realitate, electronii din aceste metale sînt într-o puternică interacțiune cu forțele electrostatice asociate ionilor și această interacțiune influențează în mod determinant comportarea lor (*NA*).

[2]) Evident, cu condiția ca lucrurile să nu fie considerate la o scară comparabilă cu distanța dintre atomi, care este de ordinul a 10^{-8} cm (*NA*).

Dacă pe plăcile acestei structuri se aplică o sarcină, ea va scădea exponențial cu timpul. Aceasta înseamnă că în momentul t sarcina va fi :

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau_d} \tag{2.3}$$

în care Q_0 reprezintă sarcina în momentul $t = 0$, iar τ_d este constanta de timp a circuitului paralel RC. În conformitate cu ecuațiile (2.2), această constantă de timp are valoarea :

$$\tau_d = RC = \frac{\varepsilon}{\sigma}. \tag{2.4}$$

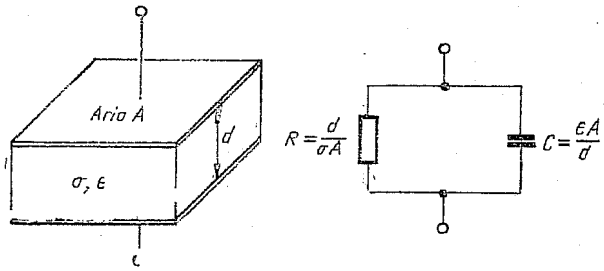


Fig. 2.3. Variația descreșterilor dintr-un conductor, cu o constantă de timp dată de ε/σ.
a — structura fizică ; *b* — model de circuit.

Constanta de timp, care este cunoscută sub numele de *timp de relaxare dielectrică*, este foarte mică. Metale, cum ar fi cuprul și aluminiul de pildă, au conductivități de ordinul a $10^6 \Omega^{-1}$/cm, iar permitivitatea dielectrice sînt de ordinul 10^{-12} F/cm. Aceste valori dau un timp de relaxare dielectrică de 10^{-18} s. Astfel, într-un metal, orice abatere de la neutralitatea sarcinii dispare într-un timp extrem de scurt (aproximativ 10^{-17} s). Orice dezechilibru de sarcini produce un cîmp electric intern, iar acest cîmp dă naștere curenților de conducție care elimină dezechilibrul de sarcini.

Cu toate că ne-am bazat această discuție pe o structură în care sarcinile ce produc cîmpul sînt situate *la suprafața* conductorului, concluzia se aplică tot atît de bine și la o distribuție de sarcini *interne*. Ca o consecință a legii lui Gauss, orice distribuție de sarcini neutralizate produce un cîmp electric ce radiază de la distribuția de sarcini. Aceasta se poate scrie sub forma :

$$\oint_S \mathcal{E}_n ds = \frac{Q}{\varepsilon} \tag{2.5}$$

În ecuația de mai sus, Q reprezintă sarcina netă neneutralizată, ε reprezintă permitivitatea dielectrică, iar $\mathcal{E}_n$ componenta normală a cîmpului electric ce străbate o suprafață închisă S care înconjură sarcina Q. Deoarece metalul are o mare conductivitate σ, acest cîmp produce curenți de conducție care elimină dezechilibrul sarcinilor interne. Dispariția este caracterizată prin timpul de relaxare dielectrică definit de ecuația (2.4) (v. problema P 2.1).

Distribuția sarcinii pozitive produsă de ionii unui metal este uniformă în întregul volum al metalului. În consecință, pentru a evita sarcinile spațiale, *electronii liberi trebuie să aibă și ei o distribuție uniformă*. Aceasta înseamnă că concentrația de electroni liberi trebuie să fie egală cu concentrația de ioni pozitivi și independentă de poziția din interiorul metalului.

În fig. 2.4 se reprezintă rezumativ o imagine fizică simplă a purtătorilor de sarcină dintr-un metal ; figura este o reprezentare în două dimensiuni a situației reale, care este tridimensională. Electronii care se pot deplasa liber sînt distribuiți *uniform* în întreaga masă a metalului (cu condiția să nu ținem seama de distanță, la o scară de ordinul spațiilor interatomice). Sarcina negativă purtată de electroni este neutralizată de sarcina pozitivă a ionilor imobili din metal. Concentrația electronilor este condiționată numai de concentrația volumică a atomilor din metal.

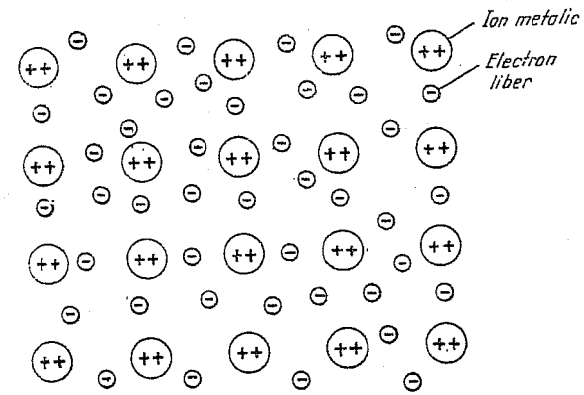


Fig. 2.4. Modelul gazului de electroni dintr-un metal. Acest desen în care se prezintă, în două dimensiuni, caracteristicile importante ale unei situații tridimensionale, înfățișează ionii avînd o sarcină netă (exces de sarcină nucleară față de electronii de legătură) de $+2q$; fiecare atom contribuie cu doi electroni la gazul de electroni.

Reprezentarea modelului de gaz electronic dintr-un metal dată în fig. 2.4 este inexactă dintr-un punct de vedere important : ea atribuie o „dimensiune" sau o mărime spațială mult prea mică electronilor. În realitate, natura cuantică a electronilor și a altor particule atomice limitează gra-

dul în care un electron liber poate fi localizat într-un cristal de metal. Ca rezultat, nu este semnificativ să se vorbească de determinarea poziției unui electron cu o incertitudine mai mică de aproximativ 30 ori distanța dintre atomi. Vom folosi totuși fig. 2.4 în ciuda acestei mari infirmități, deoarece ea scoate în evidență faptul că „gazul electronic" este uniform distribuit în masa unui fond neutralizant de sarcină pozitivă imobilă.

2.1.4. Purtători de sarcină în semiconductoare

În majoritatea lor, electronii de valență ai atomilor unui semiconductor (cum ar fi siliciul) nu sînt liberi să se deplaseze în întregul volum al semiconductorului. Ei participă în schimb la legăturile *covalente* care mențin ansamblul atomilor semiconductorului dintr-o structură cristalină periodică. Forma generală a structurii cristaline pentru semiconductoarele elementare de siliciu și germaniu este reprezentată în fig. 2.5. Fiecare atom al cristalului are patru vecini imediat apropiați și împarte cu acești vecini electronii săi de valență. Barele care leagă atomii din fig. 2.5 pot fi imaginate ca reprezentînd locul în spațiu pe care îl ocupă acești electroni de valență.

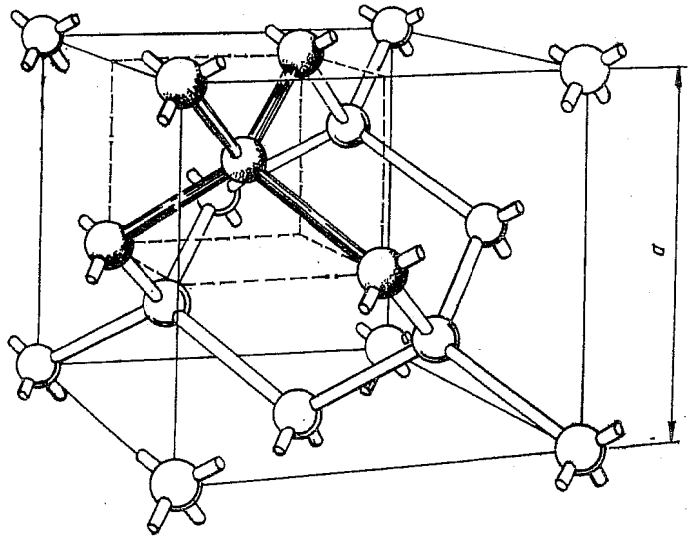


Fig. 2.5. Structura unui cristal de diamant. Fiecare atom se află în centrul unui tetraedru regulat și are patru vecini apropiați, situați la distanțe egale. Dimensiunea a este de 5,4 și 5,7 Å (10^{-8} cm) pentru siliciu, respectiv pentru germaniu. (Adaptat după R. B. Adler et al., *Introduction to Semiconductor Physics*, Wiley, New York, 1964).

Caracteristicile esențiale ale acestei structuri cristaline pot fi reprezentate într-o formă *bidimensională*, astfel cum se arată în fig. 2.6, *a*. Această reprezentare, cunoscută sub denumirea de *model de legătură bidimensională* a unui semiconductor, ilustrează din două puncte de vedere importante situația reală, care este tridimensională:

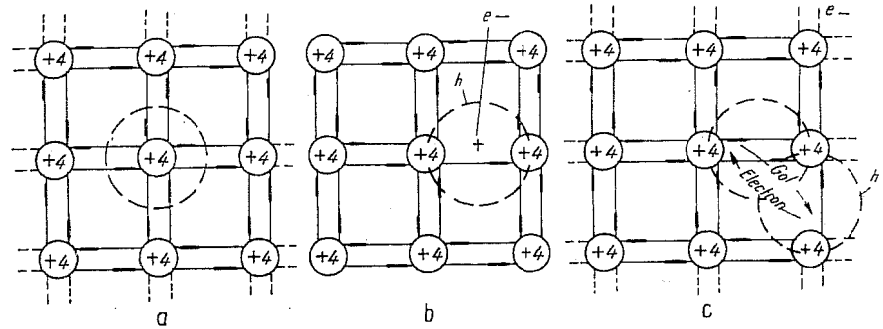


Fig. 2.6. Modelul legăturilor covalente bidimensionale ale unui semiconductor. Fiecare ion sau miez are o sarcină netă de $+4q$ (adaptat după R. B. Adler et al., *Introduction to Semiconductor Physics*, Wiley, New-York, 1964).

a — legătură covalentă fără legături rupte; *b* — consecințele unei legături covalente rupte; *c* — o imagine simplificată la maximum asupra mișcării golurilor împreună cu mișcarea electronilor de valență legați.

1. Fiecare atom este înconjurat de patru vecini situați la distanțe egale.

2. Electronii de valență, care sînt patru la număr pentru fiecare atom, sînt împărțiți egal cu restul vecinilor cei mai apropiați. În consecință, fiecare legătură dintr-un atom și unul dintre vecinii săi imediați conține doi electroni.

În cazul în care toți electronii de valență sînt legați prin legături covalente, cum se ilustrează în fig. 2.6, *a* conducția electrică nu este posibilă deoarece nu există purtători de sarcină liberi care să se deplaseze. În consecință, un material care are această dispoziție a electronilor se comportă ca un izolator. Ca exemplu de astfel de material se poate cita diamantul, care este o formă cristalină a carbonului.

Distribuția reală a electronilor de valență dintr-un semiconductor diferă față de aceea ilustrată în fig. 2.6, *a* dintr-un punct de vedere important și anume prin faptul că la toate temperaturile peste zero absolut, cîteva legături covalente sînt incomplete. Electronii care lipsesc din aceste legături nu mai sînt menținuți în regiunea legăturilor, ci sînt liberi să se deplaseze. Această situație este ilustrată în fig. 2.6, *b*. Figura nu are intenția să reprezinte situația la o scară oarecare; ca și în cazul modelului pentru

gazul electronic al unui metal, descris în paragraful 2.1.3, electronul și legătura ruptă sînt prea mult localizate.

Cele cîteva legături rupte care survin la temperaturi normale se datoresc vibrației termice întîmplătoare a electronilor de valență. Cîțiva electroni de valență capătă o energie suficientă pentru a se „scutura" de lanțurile legăturilor și devin liberi. Fracțiunea electronilor de valență care se degajează de legăturile covalente este extrem de mică. În germaniu de pildă, la temperatura camerei (aproximativ 300K), există aproximativ 10^{13} legături rupte pe centimetru cub. Deoarece există aproximativ 10^{23} atomi pe centrimetru cub, numai aproximativ un atom din fiecare *zece miliarde* are o legătură ruptă. Cu toate acestea, aceste legături rupte, deși sînt atît de rare, au un efect enorm asupra proprietăților electrice ale semiconductoarelor; ele fac conducția posibilă furnizînd purtători de sarcină într-o situație în care fără ele aceasta nu ar fi posibil. Un material, este considerat drept semiconductor, și nu un izolator cum ar fi diamantul, în cazul în care numărul de legături rupte este de ordinul a una la 10^{15}, adică aproximativ 10^8 pe cm^3.

Consecința acestor legături covalente rupte este faptul că există două grupuri distincte și independente de purtători de sarcină care poartă curenții electrici în semiconductoare. Electronii mobili care sînt produși în momentul în care un electron de valență „se eliberează" dintr-o legătură constituie o clasă de purtători de sarcină. Acești *electroni de conducție*, care poartă o sarcină $-q$, se pot deplasa în interiorul semiconductorului producînd astfel curentul în același mod în care îl produc și electronii liberi într-un metal [1]).

Celălalt purtător de sarcină este asociat electronilor de valență care rămîn legați în legăturile covalente. Este evident că o legătură ruptă este asociată cu o regiune localizată de sarcină *pozitivă*; în vecinătatea legăturii rupte există un exces de sarcină ionică pozitivă față de sarcina electronică negativă, și acest exces se cifrează la $+q$. Această regiune de sarcină pozitivă se numește *gol*, deoarece rezultă dintr-un defect sau loc liber în structura legăturilor.

Probabil că nu este atît de evident faptul că un gol se poate deplasa în semiconductor independent de electronii de conducție. Mișcarea sarcinii pozitive localizate are loc datorită faptului că un electron de valență dintr-o legătură situată *în apropierea* legăturii rupte (de pildă în apropierea golului) poate umple locul liber, făcînd prin aceasta ca golul să se deplaseze în direcție opusă. În felul acesta, electronii de valență se pot deplasa de la legătură la legătură, fără a dobîndi totuși o energie suficientă pentru a se elibera de structura legăturilor. În consecință, golul se poate deplasa în material fără ca prin aceasta să influențeze într-un fel oarecare electronii de conducție. Procesul este ilustrat în fig. 2.6,*c*.

[1]) Simbolul q reprezintă mărimea sarcinii electronice; $q \simeq 1{,}6 \times 10^{-19}$ C. (*NA*).

Deși această explicație a deplasării golului prin mișcarea electronilor legați poate fi de ajutor, ea are totuși limite importante. Mai întîi, golul nu poate fi localizat atît de aproape cum o sugerează această imagine clasică mecanică; considerente fundamentale, ținînd de mecanica cuantică, limitează localizarea golului la un volum comparabil cu o sferă avînd un diametru de aproximativ 30 ori distanța dintre atomi. În al doilea rînd, *nu trebuie* să presupunem că mișcarea organizată a golurilor (asemănătoare uneia produsă de un curent electric) ar putea fi explicată printr-o secvență de evenimente în care golurile și electronii de legătură specifici își schimbă pur și simplu locurile. Într-adevăr, dacă ducem acest raționament greșit asupra deplasării golurilor pînă la concluzia lui logică și asimilăm deplasarea golurilor cu simpla mișcare retrogradă a electronilor de legătură individuali, ajungem la o contradicție prin faptul că vom considera efectul Hall dintr-un semiconductor ca fiind un curent ce este purtat de goluri. Acest paradox este discutat în paragraful 2.1.6.

În esență, noțiunea de gol ca purtător mobil de sarcină pozitivă este un artificiu care ne permite să reprezentăm, într-un mod simplu și elegant, mișcarea relativ complexă a electronilor de valență legați. O parte din această simplificare se datorește pur și simplu cifrelor; este mai ușor să se țină seama de mișcarea fracțiunii excesiv de mică a legăturilor rupte, decît să se descrie mișcarea întregului rest de legături complete. În afară de aceasta, mișcarea unui gol poate fi descrisă cu ajutorul mecanicii clasice, golul fiind considerat pur și simplu ca o particulă ce poartă o sarcină pozitivă. O descriere comparabilă a mișcării electronilor legați nu este posibilă; ei trebuie tratați cu ajutorul mecanicii cuantice și nu cu al celei clasice. Aplicînd acest tratament pînă în cele mai mici detalii, se constată că unii dintre electronii de valență, sau legați, se comportă ca particule în sensul clasic. Alții însă se comportă ca particule a căror comportare dinamică poate fi explicată numai dacă li se atribuie o masă *negativă*. În consecință, noțiunea noastră intuitivă asupra comportării particulelor clasice nu mai găsește aplicare în cazul electronilor legați. Dacă însă examinăm mcu atenție și fără ambiguitate *defectele* din structura legăturilor, adică dacă ne concentrăm atenția asupra golurilor, aceeași analiză de detaliu arată că golurile se comportă ca particule avînd o masă pozitivă ce se supune legilor obișnuite ale mecanicii clasice și nu ne trădează intuiția noastră.

Dacă acceptăm (esențialmente ca postulate sau ca un model de proces de conducție) conceptele de goluri și electroni de conducție (pe care îi vom numi pur și simplu „electroni"), vom putea înțelege în cele mai mici amănunte comportarea fizică și caracteristicile electrice ale dispozitivelor semiconductoare. Atît golurile cît și electronii pot fi considerați, din punctul de vedere al contribuțiilor pe care le aduc la conducția electrică, drept purtători mobili independenți avînd sarcini de semn contrar.

Pe măsură ce mergem mai departe, va fi necesar să mai postulăm alte trei caracteristice ale golurilor și electronilor; aceste ipoteze (postulate) vor fi introduse pe măsura necesităților.

Singura soluție pentru a merge mai departe pe baza acestor postulate este studiul, bazat pe mecanica cuantică, al proprietăților electronice ale semiconductoarelor. Acest studiu, care ține seama de cuantizarea energiei în structurile atomice, conduce la o reprezentare a semiconductoarelor cunoscută sub numele de *modelul benzilor de energie*. Analiza modelului benzilor confirmă imaginea comportării electrice pe care am postulat-o pe baza modelului legăturilor de valență. În mod specific, conducția are loc ca o consecință a două moduri de mișcare electronică, moduri ce pot fi descrise prin elementele clasice pe care le-am introdus pentru a descrie comportarea golurilor și electronilor de conducție. Toate aceste probleme sînt examinate în referința [2.1] care constituie o excelentă explicație introductivă asupra comportării electronice a semiconductoarelor și introduce modelul benzilor de energie.

2.1.5. Impurități în semiconductoare

Modelul de semiconductor pe care l-am introdus cere ca golurile și electronii de conducție să fie prezenți în cantități exact egale. Fiecare dintre acești purtători de sarcină este rezultatul unei legături covalente rupte; ca atare, golurile și electronii sînt produși în perechi cînd legăturile sînt rupte și dispar în perechi cînd electronii și goluri se împreunează pentru a forma legături complete.

Într-un semiconductor, golurile și electronii *nu sînt* de obicei prezenți în cantități egale, astfel încît trebuie să extindem modelul nostru pentru a explica dezechilibrul dintre concentrațiile de goluri și electroni. Concentrațiile golurilor și electronilor sînt puternic influențate de cantități infime de *impurități*, care se adaugă la un semiconductor în timpul fabricării lui. Aceste impurități sau *dopanți* se împart în două categorii.

1. *Impurități donoare.* Acestea sînt elemente cu *cinci* electroni de valență și nu patru, astfel cum este caracteristic pentru siliciu și germaniu. În dispozitivele semiconductoare, fosforul, arsenul și antimoniul sînt folosite în mod obișnuit ca impurități donoare. Atomii acestor dopanți se integrează ușor în structura cristalină regulată a semiconductorului gazdă. Datorită însă faptului că impuritățile donoare au cinci electroni de valență și nu patru, un electron de valență „rămîne liber" după formarea legăturilor covalente care leagă atomul de impuritate de cei patru vecini ai săi cei mai apropiați. Deoarece nu este nevoie să se completeze o legătură de valență, acest electron suplimentar este slab legat de atomul de impuritate; pe domeniul temperaturilor la care lucrează în mod obișnuit dispozitivele semiconductoare, acest electron suplimentar se disociază de atomul de impuritate și începe să se miște prin semiconductor, ca un electron de conducție. Cu alte cuvinte, atomul de impuritate *se ionizează*. Ionul atomului de impuritate, care are o sarcină de $+5q$ și nu de $+4q$ (deoarece nucleul conține un proton mai mult decît nucleul unui ion de semiconductor) reprezintă o sarcină pozitivă localizată *imobilă*. Această situație este ilustrată în fig. 2.7,*a*, în care modelul de legătură bidimensională introdus în fig. 2.6 este modificat pentru a ține seama de impuritățile donoare. Ceea ce trebuie reținut este faptul că ionizarea unui atom de impuritate donoare produce un singur electron de conducție și o singură sarcină ionică pozitivă *imobilă*; nu se rupe nici o legătură de valență. În consecință, impuritățile donoare contribuie cu electroni de conducție în semiconductor, *fără* să contribuie cu goluri. *Donînd* electronul său de valență suplimentar la ansamblul electronilor de conducție, fiecare atom de impuritate donoare mărește cu o unitate populația de electroni mobili.

2. *Impurități acceptoare.* Acestea sînt elemente care au *trei* și nu patru electroni de valență, cum ar fi borul, indiul sau aluminiul. Acești atomi se încadrează în structura cristalină periodică a semiconductorului gazdă, dar au un electron de valență mai puțin decît este necesar pentru a completa legăturile covalente. În felul acesta, există o vacanță în structura legăturilor, adică un *gol* legat de fiecare atom acceptor. Acest gol este legat liber la atomul acceptor, astfel încît la temperaturile normale el se disociază de atomul acceptor și devine liber să se deplaseze în interiorul semiconductorului [1]). Ionul acceptor constituie astfel o sarcină negativă imobilă locală; într-adevăr din numărul necesar pentru a echilibra sarcina negativă a electronilor care formează legăturile, lipsește un proton nuclear. Această situație, este ilustrată în fig. 2.7,*b*. Ceea ce trebuie reținut aci este faptul că un atom de impuritate acceptoare ionizat produce un singur gol

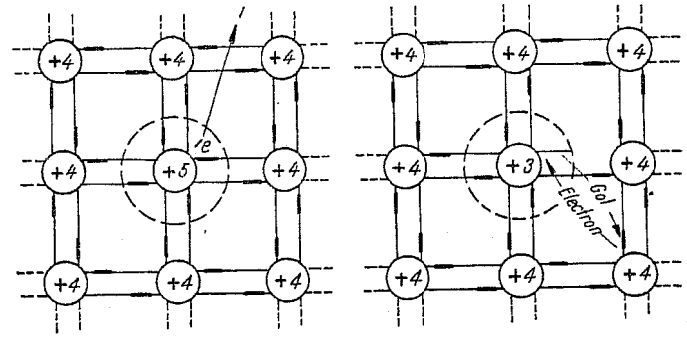


Fig. 2.7. Reprezentarea schematică a impurităților în modelul bidimensional de legături covalente:

a — un atom donor are cinci electroni de valență; el contribuie cu un eletron de conducție; *b* — un atom acceptor are trei electroni de valență; el contribuie cu un gol.

[1]) Din punct de vedere al electronilor, atomul de impuritate acceptă un electron de valență din orice parte a cristalului; aceasta produce o deplasare a vacanței din structura legăturilor (*NA*)

mobil și o singură sarcină negativă *imobilă*, fără a rupe legăturile de valență; impuritățile acceptoare contribuie cu goluri la semiconductor, *fără* a contribui cu electroni. *Acceptînd* un electron de legătură pentru a completa structura sa de legături covalente, fiecare atom de impuritate acceptoare mărește cu o unitate populația golurilor.

În rezumat, spre deosebire de metale, semiconductoarele conduc electricitatea drept consecință a mișcării independente a *două* clase de purtători mobili încărcați cu sarcini de semn contrar și anume: golurile și electronii. Acești purtători de sarcină pot fi generați într-un semiconductor prin trei procese distincte:

1. O foarte mică fracțiune din legăturile covalente este ruptă ca rezultat al agitației termice a electronilor de valență. Numai acest proces produce un număr egal de goluri și electroni; cu alte cuvinte, golurile și electronii sînt produși în perechi în momentul în care o legătură este ruptă și dispar în perechi în momentul în care o legătură incompletă se reface.

2. Atomii de impurități donoare contribuie numai cu electroni cînd se ionizează. Deși există o sarcină pozitivă localizată, asociată cu ionul donor, această sarcină este imobilă și *nu* participă la procesul de conducție.

3. Atomii impurităților acceptoare contribuie numai cu goluri cînd se ionizează. Deși există o sarcină negativă localizată, asociată cu ionul acceptor, această sarcină este imobilă și *nu* participă la procesul de conducție.

Dacă un semiconductor conține cantități neglijabile de impurități donoare sau acceptoare, concentrațiile de goluri și electroni sînt egale. În acest caz, semiconductorul se numește *intrinsec* deoarece proprietățile sale electrice sînt intrinseci materialului semiconductor și nu sînt rezultatul impurităților. Dacă însă un semiconductor conține o cantitate importantă de atomi donori (și nu acceptori), el va avea mai mulți electroni decît goluri și se va numi un semiconductor de *tip n*, deoarece purtătorul de sarcină dominant este negativ. Dacă există o cantitate importantă de atomi acceptori și nu donori, vor exista mai multe goluri decît electroni, iar materialul se va numi semiconductor de *tip p*, deoarece purtătorul de sarcină dominant este pozitiv.

Atît materialele de tipul *n* cît și cele de tipul *p* se numesc semiconductoare *extrinseci* deoarece proprietățile lor electrice sînt determinate mai mult decît de semiconductorul însuși.

Purtătorul care are concentrația cea mai mare se numește *purtător majoritar*, iar purtătorul cu o populație mai mică se numește *purtător minoritar*. Astfel, într-un semiconductor extrinsec de tipul *n* purtătorii majoritari sînt electronii, iar purtătorii minoritari sînt golurile; în caz contrar, materialul va fi de tipul *p*.

2.1.6. Demonstrarea experimentală a unui model cu doi purtători

Existența a două tipuri de semiconductoare, care diferă prin semnul purtătorului de sarcină dominant (majoritar), poate fi demonstrată prin observarea polarității tensiunilor Hall, astfel cum s-a discutat în legătură

cu fig. 2.1[1]). Semiconductoarele extrinseci care au fost dopate cu impurități donoare se comportă astfel cum se arată în fig. 2.1,*b*, în care se dovedește că în materialele de tipul *n* conducția este dominată de purtătorii cu sarcină negativă, și anume electronii de conducție. Semiconductoarele extrinseci, care au fost dopate cu impurități acceptoare, se comportă astfel cum se arată în fig. 2.1,*c*. În aceste materiale de tipul *p*, conducția este dominată de golurile încărcate pozitiv.

Efectul Hall într-un semiconductor de tipul *p* furnizează o ilustrare simplă a dificultăților întîmpinate la descrierea conducției într-un astfel de material prin mișcarea electronilor de legătură și nu cu ajutorul golurilor care, deși constituie o noțiune fictivă, se comportă mult mai comod. Dacă ne concentrăm atenția asupra electronilor de legătură, atribuind curentul electric mișcării acestora și *presupunînd* că ei se deplasează ca urmare a forței lui Lorentz (ecuația 2.1c) astfel cum trebuie să o facă o particulă clasică, vom ajunge imediat la concluzia că tensiunea Hall trebuie să aibă o polaritate de semn opus față de aceea observată. Aceasta înseamnă că ar trebui să se aplice fig. 2.1,*b*, dar polaritatea care se observă este aceea reprezentată în fig. 2.1,*c*. Problema care se ridică aci este faptul că electronii de legătură *nu* se comportă pur și simplu ca particule încărcate negativ; electronii de legătură, ale căror mișcări determină tensiunea Hall, se comportă ca și cînd ar avea atît o *masă negativă* cît și o sarcină negativă.

O confirmare experimentală independentă, deși oarecum mai puțin directă, a existenței a două tipuri diferite de conductivități este furnizată de măsurarea forței termo-electromotoare, sau a tensiunii termoelectrice

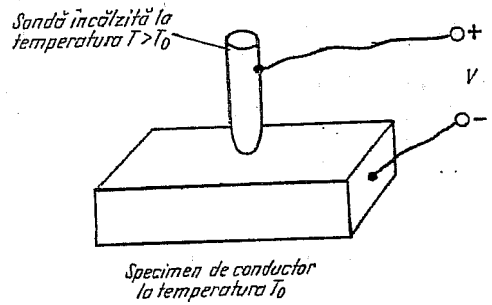


Fig. 2.8. Experiență cu sonda caldă în care polaritatea forței termo-electromotoare depinde, după cum se vede, de tipul de conductivitate a specimenului.

[1]) Efectul Hall din semiconductoare poate fi demonstrat ușor într-o prelegere, sau cu ajutorul unei experiențe într-un laborator pentru studenți. Amănunte asupra acestei experiențe precum și asupra altor experiențe descrise în acest capitol, sînt date în capitolul care urmează după probleme (*NA*).

produsă de un electrod încălzit, astfel cum se ilustrează în fig. 2.8. În momentul în care electrodul cald, sau sonda, se aplică pe semiconductor, între sondă și acesta din urmă apare o tensiune V. Pentru diferențe mici de temperatură, această tensiune este proporțională cu diferența de temperatură.

Polaritatea acestei tensiuni depinde de semnul sarcinii purtătorului majoritar. Purtătorii mobili au tendința să curgă dinspre regiunea caldă a semiconductorului către regiunile reci. Această curgere constituie unul dintre mecanismele prin care căldura este îndepărtată din regiunea caldă; purtătorii transportă din regiunea caldă energia termică asociată acestei mișcări. Întrucît purtătorii mobili au tendința să curgă din regiunea caldă către regiunile mai reci, sonda caldă dobîndește o sarcină de semn *contrar* cu aceea a purtătorilor *majoritari* mobili. Astfel, între sonda caldă și părțile mai reci ale semiconductorului apare o diferență de potențial. Dacă semiconductorul este de tipul n, migrația electronilor dinspre sonda caldă către regiunile mai reci lasă semiconductorul cu o sarcină pozitivă; tensiunea V, definită în fig. 2.8, este pozitivă. Dacă semiconductorul este de tipul p, golurile migrează de la sonda caldă către regiunile mai reci, iar V devine negativ. În ambele cazuri, se ajunge la o stare constantă, în care cîmpul intern asociat lui V echilibrează tendințele de curgere produse de diferența de temperatură, reducînd astfel la zero curgerea netă de purtători.

Această observare a polarității forței termo-electromotoare oferă un mod simplu de aflare a semnului purtătorului majoritar (tipul conductivității) al unui semiconductor. În laborator, metoda sondei calde se folosește deseori în acest scop, deoarece nu este necesar nimic altceva decît un fier de lipit și un voltmetru de curent continuu cu mare rezistență.[1])

Trebuie reținut faptul că atît efectul Hall cît și forța termo-electromotoare devin complicate în materiale intrinseci sau aproape intrinseci, materiale în care trebuie să se țină seama de mișcarea *ambelor* feluri de purtători de sarcină.

2.2. CONCENTRAȚII DE PURTĂTORI

Vom examina acum restricțiile la care sînt supuse valorile numerice, ale concentrațiilor de purtători dintr-un semiconductor. Cu alte cuvinte dorim să determinăm modul în care concentrațiile de goluri și electroni depind de concentrațiile de donori și acceptori, precum și de ceilalți parametri ai semiconductorului. Vom examina mai întîi situația la echilibru, în care un semiconductor nu este perturbat de mediul său termic înconjurător. În condiții de echilibru, nu trebuie să existe nici curenți nici curgeri nete de goluri sau de electroni.

[1]) Pentru amănunte, vezi paragraful referitor la demonstrații, de la sfîrșitul capitolului (*NA*).

2.2.1. Concentrații de purtători de echilibru

După cum am spus, într-un semiconductor există patru clase de particule încărcate cu sarcini:

Particule cu sarcină pozitivă { 1. Goluri mobile, p ; 2. Ioni donori imobili, N_d

Particule cu sarcină negativă { 1. Electroni mobili, n ; 2. Ioni acceptori imobili, N_a

În fiecare caz, simbolul reprezintă *concentrația volumică* a respectivei particule încărcate[1]). Fiecare dintre aceste tipuri de particule încărcate poartă o sarcină de mărime q, numită sarcină electronică. În consecință, densitatea de sarcină locală ρ poate fi scrisă:

$$\rho = q(p + N_d - n - N_a). \tag{2.6}$$

Într-un semiconductor omogen, sau dopat uniform, densitatea sarcinii spațiale trebuie să se anuleze în fiecare punct; ca o consecință a legii lui Gauss, este necesară o neutralitate locală, întocmai ca într-un metal [2]). În ce privește sarcina spațială dintr-un semiconductor omogen, situația diferă față de aceea din metale numai prin faptul că timpul de relaxare dielectrică (ecuația 2.4) poate fi cu cîteva ordine de mărime mai mare; în mod obișnuit, conductivitatea unui semiconductor este cu cîteva ordine de mărime mai mică decît aceea a unui metal. Cu toate acestea, abaterile interne de la neutralitate nu pot dura decît perioade foarte scurte de timp, de ordinul picosecundelor (1 ps $= 10^{-12}$ s), înainte ca sarcina care produce dezechilibrul să fie transportată la suprafața semiconductorului prin curenții de conducție. În consecință concentrațiile mai multor particule încărcate trebuie să satisfacă condiția următoare care se obține făcînd $\rho = 0$ în ecuația 2.6:

$$n - p = N_d - N_a. \tag{2.7}$$

[1]) În lucrarea de față, ca și în majoritatea lucrărilor despre semiconductoare, dimensiunile concentrațiilor de particule se dau pe centimetru cub, adică cm^{-3} (*NA*).

[2]) În capitolul 4, vom vedea că sarcină spațială diferită de zero poate exista într-un semiconductor neomogen, în regiunile în care concentrația impurităților variază rapid. În acest caz trebuie să se țină seama de curent, care este independent de cîmpul electric dar este generat de concentrațiile neuniforme de purtători care există în cazul în care concentrația impurităților variază. Cu alte cuvinte, $\mathbf{J} = \sigma\mathcal{E}$ trebuie modificat pentru a ține seama de curenții de difuzie (*NA*).

Concentrațiile de impurități N_a și N_d sînt determinate numai de procesul de fabricare și de prelucrare ulterioară a semiconductorului. În consecință, ecuația (2.7) poate fi considerată ca una dintre restricțiile la care sînt supuse concentrațiile p și n de purtători mobili. O a doua restricție poate fi obținută din examinarea dataliată, pe baza statisticii cuantice, a concentrațiilor de goluri și electroni dintr-un semiconductor. Rezultatul, pe care îl introducem ca un postulat, este foarte simplu : concentrațiile de goluri și electroni de *echilibru* sînt cuplate astfel încît pentru oricare semiconductor (de pildă siliciul) în echilibru, *produsul* dintre concentrațiile de goluri și electroni să fie funcție numai de temperatură, și independent de concentrațiile de impurități donoare și acceptoare. Cu alte cuvinte :

$$np = f(T)$$

în care T reprezintă temperatura absolută, iar $f(T)$ este independentă de concentrațiile impurităților. Prin convenție, produsul de echilibru np se înseamnă cu $n_i^2\,(T)$:

$$np = n^2\,(T). \tag{2.8}$$

Această notație își trage originea din cazul special al unui semiconductor intrinsec ce conține concentrații neglijabile de impurități. După cum am văzut, concentrațiile de goluri și electroni dintr-un semiconductor intrinsec sînt egale deoarece purătorii sînt generați și dispar în perechi prin ruperea sau completarea legăturilor de covalență. Aceste concentrații egale de goluri și electroni se notează în mod obișnuit prin n_i, adică concentrație de purtători *intrinseci* :

$$n = p = n_i \text{ pentru un material intrinsec.}$$

Întrucît produsul np este independent de concentrația impurităților, el poate fi descris sub forma n_i^2, ca în ecuația (2.8).

Faptul că produsul np dintr-un semiconductor *la echilibru* este independent de concentrațiile de impurități (și depinde numai de caracteristicile de temperatură și cele fundamentale cristalografice ale semiconductorului în speță) poate fi înțeles printr-un proces în care purtătorii sînt generați sau dispar în perechi. Mai multe procese distincte au loc în fiecare direcție. De pildă, o pereche gol-electron poate fi generată printr-un proces în care o parte a energiei termice generată de mișcarea întîmplătoare a atomilor și a electronilor legați este canalizată într-un electron legat, eliberîndu-l de legătură. Purtătorii pot fi produși de asemenea prin absorbția unui foton posedînd o energie suficientă pentru ruperea unei legături, precum și printr-un proces în mai multe trepte care implică defecte în structura cristalului. Există și un mecanism de recombinare care acționează în sens invers față de fiecare dintre aceste mecanisme de generare. O pereche poate dispare printr-un proces prin care energia eliberată în momentul

în care electronul liber devine legat intră în sistemul termic ca energie de vibrație, sau printr-un proces prin care energia este preluată de un foton, sau prin procesele în mai multe trepte legate de defectele de structură cristalină.

Este evident deci că la echilibru suma vitezelor de generare a perechilor, caracteristice acestor mecanisme de generare identificabile separat, trebuie să fie egală cu suma vitezelor de recombinare a perechilor, caracteristice multiplelor mecanisme inverse prin care perechile sînt anihilate. Cu alte cuvinte, generarea și recombinarea trebuie să se echilibreze. Putem face o afirmație și mai puternică : acest echilibru trebuie să aibă loc ca rezultat al *echilibrării separate* a fiecăruia dintre mecanismele de generare cu propriul său mecanism invers de recombinare. De pildă, viteza cu care perechile sînt produse prin ruperea termică a unei legături trebuie să fie egală în medie (adică ignorînd fluctuațiile statistice) cu viteza cu care perechile dispar prin procesul prin care energia lor este liberată în sistemul termic. Cu alte cuvinte, fiecare proces fizic identificabil (în cazul de față de generare) trebuie să aibă loc, în condiții de echilibru, la aceeași viteză *medie* ca și inversul său. Această condiție ca procesele să se autoechilibreze este cunoscută sub numele de *principiul echilibrului detaliat* ; ea este o consecință a celei de a doua legi a termodinamicii. Într-adevăr, necesitatea principiului echilibrului detaliat poate fi ilustrată demonstrînd că cea de a doua lege ar fi violată dacă ace st principiu nu ar fi valabil.

Să examinăm de pildă o situație de echilibru într-un semiconductor în care se presupune că diferitele mecanisme de generare și recombinare nu se autoechilibrează ; să presupunem de pildă că generarea este dominată de un proces termic, în timp ce recombinarea este dominată de un proces în care energia eliberată în momentul în care electronul liber devine legat este preluată de un foton. Această lumină produsă de recombinarea perechilor poate fi colectată și împiedicată să se întoarcă la cristal. Dacă aceste viteze opuse sînt egale, concentrațiile de goluri și electroni *nu* se vor schimba cu timpul, dar semiconductorul se va răci iar lumina emisă poate fi folosită pentru un lucu util, cum ar fi funcționarea unei celule fotovoltaice. O situație de acest tip, în care lucrul util este făcut pe cheltuiala unei descreșteri de temperatură a unui sistem izotermic, constituie o violare a celei de a doua legi a termodinamicii ; ea echivalează cu o mașină bazată pe un perpetuum mobile. *Orice* violare a principiului echilibrului detaliat constituie, după cum se poate demonstra, o violare a celei de a doua legi a termodinamicii.

Dacă ne putem folosi de faptul că diferitele mecanisme de generare-recombinare trebuie să se autoechilibreze în perechi, și ne concentrăm atenția asupra mecanismului de generare *termică* și asupra inversului său, putem demonstra că produsul np al unui semiconductor anumit trebuie să fie independent de concentrația impurităților din materialul respectiv. Viteza de generare termică depinde de dinamica procesului prin care legătura este ruptă pentru a crea o pere che gol-electron, precum și de tempe-

ratură, care dă măsura energiei termice. Mai mult decît atît, viteza de generare este esențialmente independentă de conținutul de impurități, atît timp cît concentrațiile fracționale de impurități sînt suficient de mici pentru a nu perturba în mod apreciabil structura legăturii sau mediul înconjurător termic. Viteza corespunzătoare de recombinare este, la o primă aproximație, proporțională cu produsul dintre numărul de electroni și numărul de goluri; cu alte cuvinte, această viteză variază o dată cu np, deoarece probabilitatea unei întîlniri întîmplătoare dintre un electron și un gol crește pe măsură ce n și p cresc. Mai mult decît atît, constanta de proporționalitate, care este determinată de dinamica procesului de recombinare și de probabilitatea ca un gol și un electron să se întîlnească, este independentă de conținutul de impurități. La echilibru, aceste două mecanisme — unul de generare și celălalt de recombinare — trebuie să se autoechilibreze. În felul acesta, produsul np pentru un anumit semiconductor trebuie să fie independent de concentrațiile de impurități, depinzînd numai de temperatură, cum se arată în ecuația (2.8).

Într-un semiconductor concentrațiile de purtători de echilibru sînt determinate de ecuațiile (2.7) și (2.8) care stabilesc o relație între n și p pe de o parte și n_i, care reprezintă o proprietate a semiconductorului și concentrațiile de impurități, N_d și N_a, pe de altă parte. Aceste ecuații pot fi rezolvate explicit pentru n și p. Totuși, în multe împrejurări practice, concentrațiile de impurități sînt suficient de mari în comparație cu concentrația intrinsecă n_i pentru a face ca soluțiile simple aproximative să fie destul de precise. Să considerăm, de pildă, un specimen de material de tipul n, în care $N_a = 0$ și $N_d \gg n_i$. Constanța produsului np constituie o indicație că p va fi mult mai mic decît n, deoarece n este crescut de donori iar p este scăzut corespunzător. Astfel, o soluție aproximativă la ecuațiile (2.7) și (2.8) este, în acest caz, cu ajutorul ecuației (2.7):

$$n \simeq N_d \tag{2.9a}$$

iar cu ajutorul ecuației (2.8):

$$p \simeq \frac{n_i^2}{N_d}. \tag{2.9b}$$

Cercetarea soluției exacte arată că aceste aproximări au o precizie de 5% dacă concentrația impurităților este mai mare de aproximativ $5n_i$. Bineînțeles că aproximări similare sînt valabile și pentru materialul de tip p.

Deoarece produsul np al unui anumit material este constant pentru orice temperatură fixă, întrucît concentrația n_i de purtători intrinseci este mică (exprimată ca fracție a concentrației atomice), sînt suficiente concentrații de impurități relativ mici pentru a dezechilibra în mare măsură purtătorii mobili. Siliciul de pildă are, la temperatura camerei,

un produs np de aproximativ 10^{20} cm^{-6}. O concentrație de 10^{15} impurități de atomi donori pe centimetrul cub (și o concentrație neglijabilă de acceptori) dă, pe baza ecuațiilor (2.9):

$$n \simeq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$p \simeq 10^{5} \text{ cm}^{-3}.$$

Astfel, concentrațiile de purtători de echilibru diferă cu zece ordine de mărime.

Faptul că concentrația normată de impurități necesară pentru a face ca un semiconductor să fie extrinsec este, pe baza standardelor normale chimice sau metalurgice, extrem de mică, are o oarecare importanță. Într-un cristal de siliciu, concentrația atomilor de siliciu este de aproximativ 10^{23} cm^{-3}. În consecință, o concentrație de impurități donoare de 10^{15} cm^{-3}, ca în exemplul de mai sus, corespunde unui atom de impuritate la o sută milioane atomi de siliciu, sau la o fracțiune de impuritate de zece părți la miliard. Deși concentrații atît de mici nu au efecte perceptibile asupra proprietăților chimice sau mecanice ale semiconductorului, ele au totuși un efect enorm asupra concentrațiilor de purtători mobili și deci asupra proprietăților electrice ale materialului.

2.2.2. Dependența de temperatură a concentrațiilor de purtători de echilibru

Concentrația de purtători intrinseci n_i crește odată cu temperatura; acest lucru se ilustrează în fig. 2.9, *a*, care reprezintă dependența de temperatură a lui n_i pentru siliciu, pe domeniul temperaturilor în care dispozitivele electronice semiconductoare lucrează în mod normal. Trebuie reținut faptul că viteza de creștere a lui n_i cu temperatura este mare; în apropierea temperaturii camerei (300 K) o variație de temperatură de 25 K produce o creștere cu aproape un ordin de mărime a lui n_i.

Puternica dependență de temperatură ilustrată în fig. 2.9, *a* este utilizată la o clasă de rezistențe dependente de temperatură cunoscute în comerț sub numele de *termistoare*. Un termistor nu este altceva decît un semiconductor intrinsec la care s-au legat doi conductori, făcîndu-l astfel un rezistor cu două borne. Întrucît acest rezistor are un coeficient de temperatură mare, el poate fi folosit ca element sensibil la temperatură, fie pentru măsurarea temperaturii fie pentru compensarea acesteia.

Vom încheia această expunere asupra concentrațiilor de purtători de echilibru printr-un studiu scurt asupra dependenței de temperatură a concentrațiilor de purtători pentru un semiconductor dopat. Drept exemplu

vom lua un eșantion de tip n, de siliciu, în care concentrația donorilor este

$$N_d = 10^{13}\text{cm}^{-3}.$$

Dacă concentrația purtătorilor intrinseci este *mică* în comparație cu concentrația donorilor, concentrația purtătorilor minoritari va fi mult mai mică decît concentrația purtătorilor majoritari, care va fi aproximativ constantă și egală cu N_d; aceasta este situația reprezentată prin ecuațiile (2.9). Graficul din figura 2.9,*a* arată că n_i este mic în comparație cu $N_d = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ pentru temperaturi mai mici de aproximativ 375 K. Această situație este cunoscută sub denumirea de *domeniu de temperaturi extrinseci*. Concentrațiile de purtători au forma reprezentată în fig. 2.9,*b*, în care concentrațiile de goluri și electroni date de ecuațiile (2.9) au fost trasate grafic. Așa cum era de așteptat din ecuațiile (2.9), concentrația purtătorilor majoritari n este constantă, iar concentrația purtătorilor minoritari p are un mare coeficient de temperatură pozitiv.

Dacă însă concentrația intrinsecă de purtători este *mare* în comparație cu concentrația de donori, ecuațiile (2.7) și (2.8) arată că concentrațiile de goluri și electroni sînt aproximativ egale cu n_i. Cu alte cuvinte:

$$n \simeq p \simeq n_i.$$

Această condiție este valabilă în exemplul de față pentru temperaturi mai mari de aproximativ 425 K. Acest lucru este cunoscut sub denumirea de *domeniu de temperatură intrinsec*; concentrația intrinsecă de purtători este atît de mare încît impuritățile nu au un efect apreciabil asupra concentrațiilor de purtători. Este clar că orice semiconductor extrinsec poate fi făcut să aibă o comportare intrinsecă pur și simplu prin creșterea temperaturii.

Curbele din fig. 2.9,*b* arată că pe un interval de aproximativ 50 K acest specimen de semiconductor nu este nici intrinsec nici extrinsec. Pe domeniul intermediar, ecuațiile (2.7) și (2.8) trebuie rezolvate fără aproximare, pentru a determina concentrațiile de goluri și electroni.

2.2.3. Condiții de neechilibru. Purtători în exces

În condiții de echilibru, concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină — adică golurile și electronii — sînt determinate numai de concentrațiile impurităților și de temperatură [prin $n_i^2(T)$]. Concentrațiile de purtători mobili se pot însă modifica în mare măsură cînd echilibrul este perturbat. Echilibrul poate fi perturbat în mai multe moduri. De pildă, golurile sau electronii pot fi introduse în semiconductor cu ajutorul unui

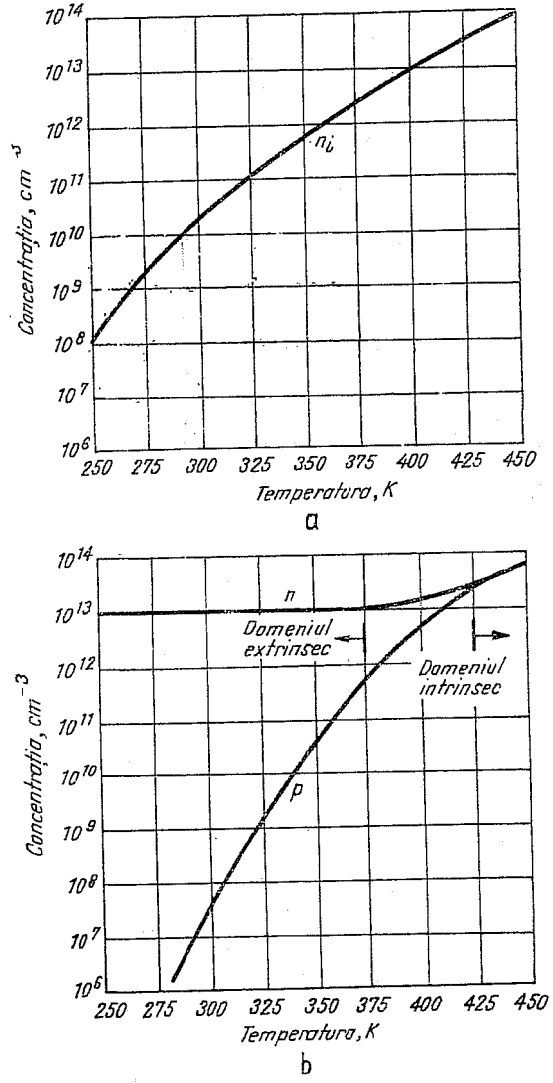


Fig. 2.9. Dependența de temperatură a concentrațiilor de purtători de echilibru în siliciu:
a — concentrația intrinsecă de purtători; *b* — concentrațiile de goluri și electroni într-un semiconductor dopat.

contact metalic sau al unui contact semiconductor. Procesele de acest fel sînt fundamentale pentru funcționarea dispozitivelor cu joncțiune, cum ar fi diodele și tranzistoarele. Ele vor fi examinate în amănunt în capitolul 4. *Perechile* de goluri și electroni pot fi însă produse prin iluminarea semiconductorului cu o lumină de lungime de undă corespunzătoare; fotonii își transferă energia unora dintre electronii de valență și prin aceasta rup legăturile generînd electroni și goluri de conducție.

În afară de mecanismul specific prin care concentrațiile de purtători sînt perturbate, *toate proprietățile utile ale dispozitivelor semiconductoare depind de faptul că concentrațiile de purtători pot fi perturbate local fără a se produce abateri importante de la neutralitatea electrică.* Deoarece există două feluri de purtători mobili de sarcină, care au sarcini complementare, în conformitate cu ecuația (2.6) *modificările egale* produse în p și n nu vor produce o densitate de sarcină locală.

La examinarea situațiilor de neechilibru, este mai comod să se considere fiecare dintre concentrațiile de purtători mobili de sarcină ca fiind compuse din două elemente. Un element, care este notat prin indicele *0*, este *valoare la echilibru* a concentrației de purtători corespunzătoare. Celălalt element, care se deosebește de concentrația totală prin semnul prim și care denotă abaterea de la echilibru, se numește *concentrație în exces*:

$$p = p_o + p' \tag{2.10a}$$

$$n = n_o + n'. \tag{2.10b}$$

Folosind aceste definiții pentru concentrațiile în exces în ecuația (2.6), densitatea sarcinii spațiale poate fi scrisă:

$$\rho = q(p_o + N_d - n_o - N_a) + q(p' - n'). \tag{2.11}$$

Primul termen din dreapta este sarcina spațială *la echilibru*; ea dispare în semiconductoarele omogene pentru motivele discutate în legătură cu ecuația (2.5). Cel de al doilea termen din dreapta este sarcina spațială ce rezultă datorită *excesului* de purtători. Ea este foarte mică dacă excesul de concentrații de goluri și electroni este aproximativ egal. Cu alte cuvinte, se poate păstra o neutralitate electrică aproximativă, chiar în cazul prezenței unui exces de purtători dacă:

$$n' \simeq p'. \tag{2.12}$$

Vom numi această condiție: *cvasi-neutralitate*; un semiconductor în care excesul de concentrații este aproape egal se numește *cvasi-neutru*. Atît timp cît concentrațiile exceselor de goluri și electroni sînt aproape

egale, adică atît timp cît *diferența* $n'-p'$ este mică în comparație atît cu n' cît și cu p', concentrațiile purtătorilor mobili pot fi modificate fără a produce cîmpuri electrice și a stabili curenți care să determine abateri mari de la neutralitatea electrică. Această libertate de a perturba concentrațiile de purtători mobili, care diferă net de situația dintr-un metal și care stă la baza caracteristicilor distinctive ale semiconductorilor, este consecința directă a prezenței a două clase de purtători de sarcină *mobili* de semn opus.

Întrucît într-un semiconductor concentrațiile în *exces* de goluri și electroni sînt aproape egale, ne vom referi deseori pur și simplu la excesul de concentrație, înțelegînd prin aceasta fie concentrația de electroni în exces, fie concentrația de goluri în exces.

Trebuie reținut faptul că în timp ce ecuația (2.7) se aplică chiar în cazul unor concentrații nenule de purtători în exces (întrucît $\rho \simeq 0$, chiar la neechilibru), ecuația (2.8) nu se aplică decît la echilibru. *Aceasta înseamnă că produsul* np *este constant și egal cu* n_i^2 *numai în condiții de echilibru.* Dacă, în cazul în care echilibrul este perturbat, n crește, p trebuie să crească cu o cantitate asemănătoare, astfel încît np va fi mai mare decît n_i^2; dacă însă n descrește, p va descrește și el, astfel încît np va fi mai mic decît n_i^2. Pentru a scoate în evidență faptul că ecuația (2.8) se aplică numai în condiții de echilibru vom scrie aceasta sub forma:

$$n_o p_o = n_i^2(T).$$

2.3. RECOMBINAREA ȘI GENERAREA DE PURTĂTORI ÎN EXCES

Datorită faptului că concentrațiile nenule de purtători în exces reprezintă o abatere de la condițiile de echilibru, se nasc mecanisme fizice care tind să restabilească starea de echilibru. Mai precis, ori de cîte ori n' și p' sînt pozitive, corespunzînd unor concentrații totale de purtători mai mari decît valorile de echilibru, purtătorii în exces au tendința de a se *recombina* sau de a dispare prin anihilare reciprocă; electronii de conducție cad din nou în locurile libere din structura legăturilor și prin aceasta dispar din circulatie atît ei înșiși cît și un număr egal de goluri. Dacă însă n' și p' sînt negative, așa cum se întîmplă în cazul în care concentrațiile totale sînt făcute să fie mai mici decît valorile corespunzătoare de echilibru, excesul de purtători are tendința de a apare sau de a fi *generat* în perechi, prin ruperea legăturilor covalente.

Procesul de recombinare-generare care se petrece în momentul ruperii echilibrului poate fi descris prin *viteza locală de recombinare* $\mathcal{R}$ care are dimensiunile unei perechi de pe centimetru cub pe secundă. În general, $\mathcal{R}$ este o funcție omogenă de concentrațiile purtătorilor în exces. Dacă

n' și p' sînt pozitive $\mathcal{R}$ este pozitivă, corespunzător dispariției sau recombinării purtătorilor; dacă n' și p' sînt negative, $\mathcal{R}$ va fi negativă, corespunzător producerii sau generării de purtători.

În multe situații de importanță practică, viteza recombinării poate fi aproximată printr-o funcție liniară omogenă de concentrații de purtători în exces:

$$\mathcal{R} = an' + bp' \tag{2.13}$$

în care a și b sînt constante ce nu depind de n' și p'. Întrucît ne ocupăm de situațiile cvasi-neutre, viteza de recombinare poate fi scrisă sub forma:

$$\mathcal{R} = (a + b)n'$$

sau

$$\mathcal{R} = (a + b)\, p'.$$

Cu alte cuvinte, viteza de recombinare este o funcție liniară omogenă de concentrația purtătorilor în exces $n' \simeq p'$. Deseori, această relație este scrisă sub forma:

$$\mathcal{R} = \frac{n'}{\tau} \tag{2.14a}$$

sau

$$\mathcal{R} = \frac{p'}{\tau}. \tag{2.14b}$$

Parametrul τ, care are dimensiunile timpului, se numește *timp de viață* al purtătorilor în exces. Timpul de viață este puternic legat de natura chimică și metalurgică a semiconductorului respectiv și nu constituie cîtuși de puțin un parametru constant care să caracterizeze un anumit tip de semiconductor. El este rareori mai mare de 500 de microsecunde ($1\mu s = 10^{-6}$s) și de obicei nu este mai mic de cîteva nanosecunde ($1ns = 10^{-9}$s).

Recombinarea purtătorilor în exces poate fi demonstrată cu ajutorul experienței simple ilustrată în fig. 2.10. O bară semiconductoare este conectată la o baterie E și la o rezistență mare, în serie, R. Dacă R este mult mai mare decît rezistența barei, curentul I este constant:

$$I \simeq \frac{E}{R}.$$

Pentru un curent constant, căderea de tensiune v pe bară, care poate fi vizualizată pe ecranul unui osciloscop, furnizează măsura directă a *conductanței* G a barei. Cu alte cuvinte:

$$v = I\left(\frac{1}{G}\right). \tag{2.15}$$

O sursă de impulsuri de lumină de scurtă durată și mare intensitate, cum ar fi un tub cu xenon, este folosită pentru a ilumina porțiunea centrală a semiconductorului. O parte dintre fotonii cuprinși în acest impuls de lumină au o energie suficientă pentru a elibera un electron dintr-o legătură covalentă, producînd astfel în bară perechi de goluri și electroni [1]). Aceste goluri și electroni în exces contribuie la conductivitatea electrică și măresc

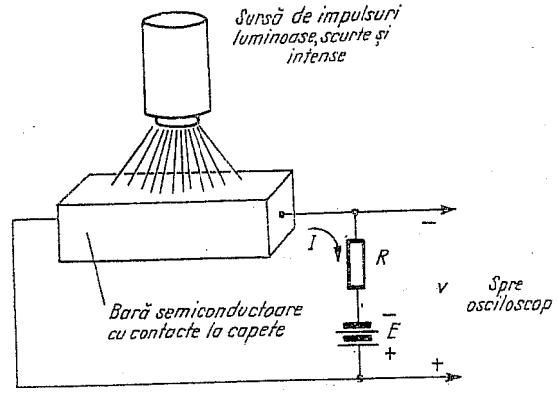


Fig. 2.10. Aparat pentru observarea fotoconductivității și a recombinării excesului de purtători.

conductanța G a semiconductorului. În conformitate cu ecuația (2.15), creșterea conductanței se manifestă printr-o scădere de tensiune v, care are loc sincron cu impulsul de lumină, astfel cum se arată în fig. 2.11,*a*. Tensiunea își redobîndește relativ lent valoarea sa inițială după ce impulsul de lumină s-a terminat. Această creștere treptată a tensiunii, care corespunde cu o descreștere a conductanței (vezi ecuația 2.15), este o manifestare a recombinării excesului de purtători produși de impulsul radiației ionizante. Vom constata mai tîrziu (vezi problema **P** 2.16) că concentrațiile de purtători în exces scad exponențial cu timpul, și vom demonstra că constanta de timp care determină această descreștere a fotoconductivității nu este altceva decît timpul de viață al purtătorilor, definit în

[1]) Pentru siliciu și germaniu, fotonii luminii vizibile au o energie suficientă pentru a rupe legăturile. Într-adevăr, orice radiație cu lungimi de undă mai mici decît domeniul infraroșului apropiat va fi absorbită, furnizînd astfel perechi în aceste materiale. Dacă lungimea de undă a radiației este mai mare, adică infraroșu și peste, nu se vor produce perechi și nu va avea loc nici o absorbție, cu alte cuvinte siliciul și germaniul sînt transparente pentru lungimile de unde mari. În realitate, siliciul a fost folosit ca material pentru lentile în sistemele optice pentru infraroșu, deoarece combină caracteristica unui mare indice de refracție cu o înaltă transmisie pentru aceste lungimi de undă mari (*NA*).

ecuațiile (2.14). Natura exponențială a descreșterii este reprezentată în fig. 2.11,*b*, în care *variația* conductanței, care este proporțională cu concentrația excesului de purtători, este trasată grafic în funcție de timp pe coordonate semilogaritmice. Această observare a descreșterii fotoconductanței se folosește frecvent pentru a determina simplu și rapid durata de viață a excesului de purtători ai unui semiconductor (vezi *Note asupra demonstrațiilor*).

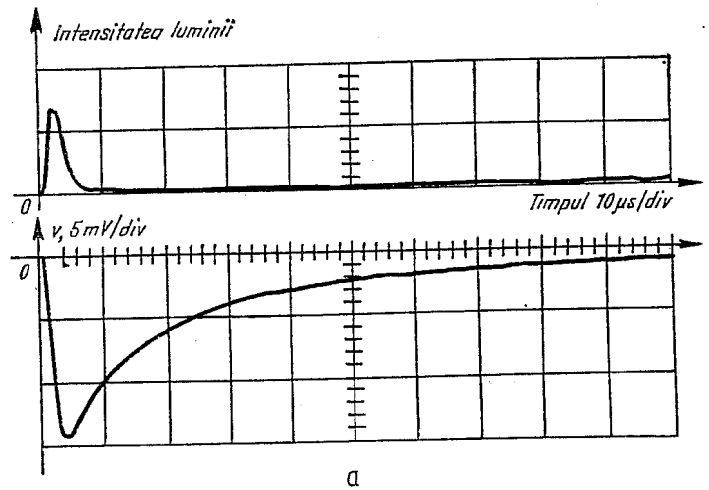
Dispozitivele semiconductoare în care conductanța materialului este sensibilă la cantitatea sau lungimea de undă a luminii care cade pe dispozitiv se folosesc pe scară largă. Aceste dispozitive, cunoscute sub denumirea de *fotorezistențe* sau *elemente fotoconductoare*, se bazează de obicei pe folosirea unor semiconductoare din compuși chimici, cum ar fi sulfura de cadmiu sau seleniura de cadmiu. Ele sînt folosite pentru comenzile acționate prin lumină și pentru măsurarea intensității luminoase. O seamă de aparate moderne pentru măsurat expunerea fotografică folosesc fotorezistențele pentru a varia curentul într-un circuit simplu în serie, ca răspuns la o intensitate luminoasă.

2.4. TRANSPORTUL DE CURENT ELECTRIC

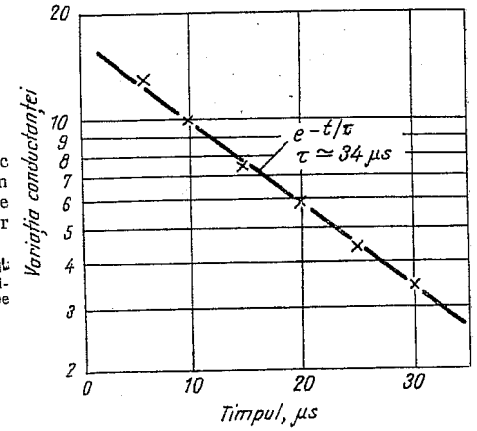
Purtătorii mobili de sarcină dintr-un semiconductor se află într-o continuă mișcare, chiar în condiții de echilibru termic. Această mișcare este o manifestare a energiei termice aleatorie a atomilor și electronilor cuprinși în semiconductori. Mișcarea unui singur gol sau electron este sinuoasă și stranie; purtătorul de sarcină are ciocniri frecvente cu atomii, inclusiv cu impuritățile semiconductorului. De obicei, sensul mișcării purtătorului de sarcină se modifică drept consecință a acestor ciocniri. În plus, există de obicei o oarecare variație a energiei cinetice a particulei; în unele dintre aceste ciocniri, energia cinetică a particulei crește, în timp ce în altele ea descrește.

Din cauza numărului excesiv de mare de particule prezente într-un specimen de material, pentru determinarea mișcării termice aleatorii a acestor particule este necesar să se utilizeze metode statistice. Statistic, golurile și electronii dintr-un semiconductor sînt caracterizate (în apropierea temperaturii camerei) prin viteze termice medii de ordinul a 10^7 cm/s și prin frecvențe de ciocnire de aproximativ 10^{10} sau 10^{12} s^{-1}. În condiții de echilibru, această mișcare termică aleatorie nu dă naștere la nici un curent electric; grupul de purtători care cuprinde populația

oricărui element de volum nu are nici o viteză medie, deoarece acest grup cuprinde tot atîți purtători care se deplasează într-o direcție oarecare cît și purtători care se deplasează în direcția opusă [1]).



a



b

Fig. 2.11. Tensiunea de pe bară scade brusc la apariția impulsului luminos și crește din nou exponențial. Constanta timpului de revenire este timpul de viață al purtătorilor in exces:

a – fotografie a formelor de undă ale intensității impulsului luminos și a tensiunii V de pe bare semiconductoare; *b* – tensiunea pe bară V, trasată grafic pe coordonate semilogaritmice.

[1]) Deși nu există nici un curent mediu, există însă un curent *instantaneu*, ca rezultat al mișcărilor aleatorii ale purtătorilor. Aceste fluctuații de curent constituie sursa zgomotului termic, sau zgomot Johnson, produs de mișcarea termică aleatorie a purtătorilor (*NA*).

Echilibrul se poate deteriora în două moduri:
1. Prin aplicarea unui cîmp electric.
2. Prin neuniformizarea distribuțiilor de purtători.

În ambele cazuri, rezultă o mișcare totală a purtătorilor de sarcină, producîndu-se astfel curenți electrici.

2.4.1. Driftul într-un cîmp electric

Un cîmp electric influențează mișcarea termică aleatorie a purtătorilor de sarcină din intervalele dintre ciocniri prin aplicarea unei accelerații mici dar uniforme tuturor purtătorilor expuși acțiunii cîmpului electric. Deși pentru orice purtător creșterea de viteză produsă de această accelerație este anulată de coliziunea pe care purtătorul o are cu mediul său înconjurător, cîmpul electric are un efect net datorită pur și simplu faptului că creșterile de viteză pe care le provoacă purtătorilor sînt toate *dirijate* în lungul cîmpului. Acest efect se numește *drift*.

Efectul net al ciocnirilor și al intervalelor de accelerație dintre ciocniri poate fi reprezentat atribuindu-se unui grup de purtători o *viteză de drift* (antrenare) proporțională cu cîmpul electric. Astfel, grupul de goluri care populează un element de volum are o viteză $\mathbf{v}_h$, dată de relația

$$\mathbf{v}_h = \mu_h \mathcal{E} \tag{2.16a}$$

în care parametrul μ_h, care este independent de cîmpul electric, se numește *mobilitatea golurilor*. În mod similar, viteza de drift a electronilor dintr-un element de volum va fi dată de relația:

$$\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathcal{E} \tag{2.16b}$$

în care μ_e este *mobilitatea electronilor*. Semnul minus care apare aci se datorește faptului că electronii, avînd o sarcină negativă, sînt accelerați într-o direcție opusă față de cîmp.[1]) Atît în siliciu cît și în germaniu mobilitățile purtătorilor sînt de ordinul a 10^3 cm/s pe V/cm.

Trebuie să se menționeze că viteza de drift a oricărui purtător *nu poate* fi atribuită, în nici un moment, unui anumit purtător. Mai precis, probabilitatea ca un gol, sau un grup de goluri de pildă, să aibă viteza $\mathbf{v}_h$, astfel cum se arată în relația (2.16a), este extrem de mică. Purtătorii individuali se deplasează în direcții aleatorii cu viteze termice mult mai mari decît $|\mathbf{v}_h|$. Cu toate acestea, toți acești purtători au traiectoriile lor dintre ciocniri distorsionate de forța produsă de cîmp. *Efectul net* al acestor distorsiuni, mediat pe mai mulți purtători, poate fi reprezentat imaginîndu-ne

[1]) Amintim că prin definiție atît μ_e cît și μ_h sînt pozitive (*NA*).

că mișcarea termică aleatorie, care nu produce ea însăși *nici un* curent, este suprimată și că fiecare purtător din grup are o viteză $\mathbf{v}_h$.

Driftul purtătorilor de sarcină dintr-un cîmp electric nu se deosebește, din punct de vedere fenomenologic, de mișcarea pe care o au particulele dintr-un fluid vîscos într-un cîmp gravitațional; viteza este proporțională în fiecare caz cu tăria cîmpului. Într-un conductor, „curentul vîscos" este produs de coliziunile dintre purtători cu mediul lor înconjurător.

Curenții electrici produși de drift sînt legați de viteza driftului, în conformitate cu ecuația (2.1b) (v. fig. 2.2). Astfel, densitatea unui curent de goluri este:

$$\mathbf{J}_h = qp\mu_h \mathcal{E} \tag{2.17a}$$

în timp ce densitatea unui curent de electroni este:

$$\mathbf{J}_e = qn\mu_e \mathcal{E}. \tag{2.17b}$$

Densitatea curentului de electroni are aceeași direcție ca și cîmpul electric deoarece, deși electronii se deplasează în sens opus față de cîmp, ei poartă o sarcină negativă; cele două semne minus se anulează.

Curentul electric total produs de un cîmp electric într-un semiconductor este suma curenților purtați de goluri și electroni. Astfel, pentru densitatea totală de curent $\mathbf{J}$, vom avea:

$$\mathbf{J} = q(\mu_h p + \mu_e n)\mathcal{E}. \tag{2.18}$$

În ecuația de mai sus, coeficientul lui $\mathcal{E}$ nu este altceva decît *conductivitatea electrică* σ a semiconductorului [1]):

$$\sigma = q(\mu_h p + \mu_e n). \tag{2.19}$$

2.4.2. Difuzie într-un gradient de concentrație

Difuzia este o manifestare a mișcării termice aleatorii a particulelor; ea se exteriorizează printr-un curent de particule care apare ori de cîte ori particulele mobile sînt distribuite neuniform într-un sistem. Pentru discuția noastră asupra difuziei, ne vom baza pe schița din figura 2.12,*a* în care concentrația de purtători, considerați a fi goluri pentru scopul de față, este în funcție de coordonata de poziție x într-o bară semiconductoare uni-dimensională. Se consideră o suprafață normală pe cordonata x în x_0. Pentru distribuția golurilor reprezentată în fig. 2.12,*a*, există o curgere difuzivă de goluri pe această suprafață în direcția $+ x$. Această

[1]) Ecuația (2.18) este o exprimare a legii lui Ohm prin vectorii de densitate ai curentului și cîmpului. Această corespondență cu o lege fizică de bază de largă aplicabilitate constituie o justificare a „modelului de curgere vîscoasă" introdus în ecuațiile (2.16) (*NA*).

curgere difuzivă se datorește pur și simplu faptului că concentrația de goluri din stînga lui x_0 este mai mare decît concentrația de goluri din dreapta lui x_0.

Vom ilustra dependența dintre curgerea difuzivă a purtătorilor și dezechilibrul concentrațiilor, concentrîndu-ne atenția asupra purtătorilor din cele două elemente volumice paralelipipedice de suprafață secțională A și lățime δ, care se află de ambele părți ale planului ce trece prin x_0.

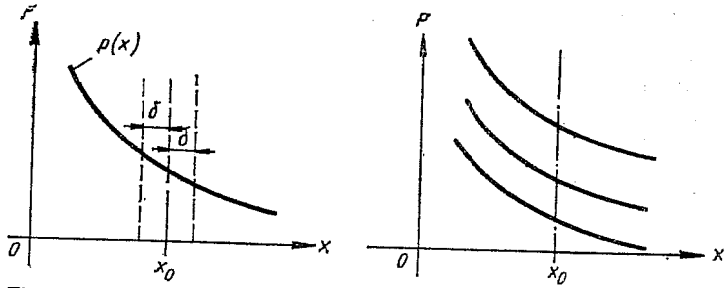


Fig. 2.12. Difuzia are loc în cazul în care distribuția de purtători este neuniformă.
a — concentrația de goluri: *b* — distribuțiile de purtători care produc același flux difuziv în x_0.

În unitatea de timp, o anumită fracțiune din purtătorii elementului de volum din stînga lui x_0 curg în direcția $+x$ prin planul ce trece prin x_0, ca rezultat al mișcărilor termice aleatorii. În același interval de timp, aceeași fracțiune de purtători din elementul de volum din dreapta lui x_0 curg în direcția $-x$ prin planul ce intersectează în punctul x_0. Fracțiunile sînt egale deoarece elementele de volum se află în același mediu termic și sînt definite simetric.

Există o curgere netă de purtători de la stînga la dreapta, deoarece în elementul de volum din stînga există *mai mulți purtători* decît în cel din dreapta. Cantitatea netă de flux al golurilor este proporțională cu dezechilibrul concentrației. Mai precis, dacă se înseamnă prin p_- concentrația golurilor din elementul de volum din stînga și prin p_+ concentrația din elementul de volum din dreapta, cantitatea de goluri care trec frontiera în x_0 va fi dată de relația:

$$\text{fluxul de goluri} = (\text{constantă})\ (p_- - p_+). \tag{2.20a}$$

La limită, pe măsură ce δ se apropie de zero, această cantitate este proporțională cu prima derivată a concentrației în x_0, adică

$$\text{fluxul de goluri} = -D_h\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_0} \tag{2.20b}$$

Constanta de proporționalitate se numește *coeficientul de difuzie* pentru gol. Semnul minus se datorește faptului că purtătorii curg în *josul* pantei concentrație, de la regiunile de mare concentrație către regiunile de mică concentrație.

Densitatea curentului de goluri datorită difuziei este:

$$J_h = -qD_h\frac{dp}{dx}. \tag{2.21}$$

Această proporționalitate, pentru variații de concentrație tridimensionale, se scrie de obicei [1]:

$$\mathbf{J}_h = -qD_h\nabla p. \tag{2.22a}$$

Relația corespunzătoare pentru electroni, care poartă sarcini *negative*, este

$$\mathbf{J}_e = qD_e\nabla n. \tag{2.22b}$$

Curgerea difuzivă nu este cîtuși de puțin un proces contributiv și nu are nimic de a face cu faptul că purtătorii de difuzie sînt încărcați. Ea are loc pur și simplu datorită faptului că *numărul de purtători* care (ca rezultat al mișcării termice aleatorii) au componentele de viteză dirijate dinspre regiunea de înaltă concentrație către regiunea de concentrație mai mică este mai mare decît *numărul* de purtători care au componente de viteză dirijate în sens opus.

Este important de reținut faptul că densitatea fluxului de particule ce rezultă în urma difuziei depinde de *gradientul* concentrației de purtători și *nu* de concentrația propriu zisă; ceea ce interesează este dezechilibrul concentrațiilor și nu valoarea concentrației. În felul acesta, toate cele trei distribuții de purtători reprezentate în fig. 2.12, *b* vor produce *aceeași* densitate de flux difuziv în planul x_0.

Difuzia care formează baza comportării fizice a multor dispozitive semiconductoare nu contribuie în mod important la curgerea sarcinii în metale. Astfel cum s-a arătat la paragraful 2.1.3, datorită faptului că într-un metal nu poate exista un gradient de concentrație apreciabilă a unui singur purtător mobil, difuzia este neglijabilă.

2.4.3. Curgerea în cazul driftului și difuziei

În multe situații, într-un semiconductor sînt prezenți simultan atît un cîmp electric cît și gradienți de concentrație de purtători. Pentru mici abateri de la echilibru, densitatea totală a curentului de goluri și de elec-

[1]) Simbolul ∇_p reprezintă gradientul lui p. Într-o singură dimensiune, $\nabla_p = \mathbf{a}_x dp/dx$, în care $\mathbf{a}_x$ este un vector unitar în direcția x *(NA)*.

troni poate fi în mod rezonabil considerată ca o combinație liniară a două densități componente de curent, una generată de drift iar cealaltă de difuzie. Astfel, densitatea netă a curentului de goluri poate fi scrisă (folosind ecuațiile 2.17a și 2.22a):

$$\mathbf{J}_h = q(p\mu_h\mathcal{E} - D_h\nabla p) \tag{2.23a}$$

iar densitatea netă a curentului de electroni:

$$\mathbf{J}_e = q(n\mu_e\mathcal{E} + D_e\nabla n). \tag{2.23b}$$

Determinarea mișcării golurilor și electronilor în situațiile de neechilibru prin drift și difuzie poate fi justificată în detaliu prin concepte și metode ale mecanicii statistice. Consecvenți cu ipotezele făcute anterior, vom adopta, ca postulat, reprezentarea curenților de goluri și electroni descrisă mai sus, inclusiv definițiile mobilității și coeficientului de difuzie.

2.4.4. Relațiile lui Einstein

Atît driftul cît și difuzia sînt manifestări ale mișcării termice aleatorii a purtătorilor. În consecință, mobilitatea μ și coeficientul de difuzie D nu sînt independente. Mai precis, ele sînt în relațiile următoare:

$$\frac{D_h}{\mu_h} = \frac{KT}{q} \tag{2.24a}$$

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{KT}{q}, \tag{2.24b}$$

Aceste ecuații sînt cunoscute sub denumirea de *relațiile lui Einstein*. Constanta de proporționalitate KT/q, care are dimensiunile unei tensiuni, se numește *tensiune termică*. Factorii care apar într-o tensiune termică sînt: K — constanta lui Boltzmann; q — sarcina electronică; T — temperatura absolută. La o temperatură apropiată de aceea a camerei, tensiunea termică este de aproximativ 25 mV ($KT/q = 25$ mV pentru $T = 290$ K sau 17°C).

Relațiile lui Einstein pot fi perfect demonstrate prin examinarea implicațiilor de ordin statistico-mecanic pe care le are situația de echilibru într-un semiconductor neuniform dopat. În conformitate cu poziția noastră anterioară, vom adopta aceste relații ca un postulat.

BIBLIOGRAFIE

[2.1.] R. B. Adler, A. C. Smith., R. L. Longini. *Introduction to Semiconductor Physics*, Wiley, New York, 1964.

[2.2.] F. W. Sears. *An Introduction to Thermodynamics the Kinetic Theory of Gases, and Statistical Mechanics.* Adison. Wesley, Reading, Mass. 1950.

PROBLEME

P 2.1. Această problemă se referă la condiția de neutralitate a sarcinii spațiale în interiorul unui bun conducător. Cîmpul electric produs de o distribuție de sarcină ne neutralizată este legat de sarcina totală prin legea lui Gauss, dată de ecuația (2.5). Acest cîmp dă naștere unui curent de conducție $\mathbf{J} = \sigma\mathcal{E}$, în care σ este conductivitatea electrică. Curentul net care străbate suprafața S este legată de sarcina totală Q prin legea conservării sarcinii:

$$\oint_S J_n dS = -\frac{dQ}{dt}$$

în care J_n reprezintă componenta normală a densității de curent ce străbate suprafața S.

Să se găsească ecuația diferențială liniară de prim ordin pentru Q și să se demonstreze că expresia găsită pentru $Q(t)$, dată de ecuația (2.3), este o soluție a acestei ecuații diferențiale.

P 2.2. Semiconductoarele au proprietăți electrice interesante datorită în principal faptului că ele conduc cu ajutorul a două clase independente de purtători mobili și anume golurile și electronii. Existența golurilor și a electronilor poate fi înțeleasă calitativ cu ajutorul unui model de legătură de valență, care este discutat în paragraful 2.1.4. Să se explice pe scurt, cu ajutorul acestui model, următoarele afirmații:

a) Atît sarcina cît și masa sînt conservate în cazul în care golurile și electronii sînt anihilate în perechi prin recombinare, sau sînt produse în perechi prin generare termică.

b) Mișcarea golurilor nu implică electroni de conducție.

c) Ionizarea unui atom de impuritate acceptoare produce un gol mobil, *dar* neutralitatea este păstrată.

P 2.3. O restricție impusă asupra concentrațiilor de goluri și electroni dintr-un semiconductor este dată de ecuația (2.7):

$$n - p = N_d - N_a$$

în care N_d și N_a sînt, respectiv, concentrațiile de donori și acceptori. În text, această ecuație a fost obținută prin observarea faptului că densitatea locală de sarcină spațială într-un semiconductor omogen trebuie să fie zero. Să se demonstreze că se poate ajunge la același rezultat în felul următor:

a) Să se presupună că purtătorii mobili sînt distribuiți uniform.

b) Să se găsească ecuația în care, pe unitatea de volum, numărul de electroni produși prin ruperea legăturilor de covalență este egal cu numărul de goluri produse în mod similar.

P 2.4. La o temperatură apropiată de aceea a camerei (290 K), siliciul are o concentrație intrinsecă de purtători de $n_i = 10^{10}$ cm^{-3}.

a) Să se calculeze concentrațiile golurilor și electronilor în siliciu la această temperatură, dacă materialul conține impurități acceptoare într-o concentrație de $N_a = 2 \times 10^{14}$ cm^{-3}, precum și o cantitate neglijabilă de impurități donoare. Este acest material intrinsec la 290 K?

b) Dacă temperatura crește la 573 K (300°C), concentrația intrinsecă de purtători crește la aproximativ 3×10^{15} cm^{-3}. Presupunînd aceleași concentrații de impurități ca și la punctul (*a*), să se calculeze concentrațiile golurilor și electronilor. La această temperatură (573 K), acest material este intrinsec sau extrinsec?

Răspunsuri

a) $p_0 \simeq 2 \times 10^{14}$ cm^{-3}, $n_0 \simeq 5 \times 10^{5}$ cm^{-3}

b) $n_0 \simeq p_0 \simeq 3 \times 10^{15}$ cm^{-3}.

P 2.5. Un specimen de germaniu este uniform dopat cu atomi de aluminiu pentru a produce o concentrație de impurități de 5×10^{16} cm^{-3}. La 300 K, concentrația intrinsecă de purtători este de aproximativ $n_i = 2 \times 10^{13}$ cm^{-3}.

a) Să se calculeze concentrația aproximativă de goluri și electroni în acest semiconductor.

b) Pe măsură ce temperatura crește, dezechilibrul dintre concentrațiile de purtători descrește. La ce temperatură concentrația de purtători minoritari va fi de aproximativ 1% din concentrația de purtători majoritari? Se presupune că concentrația intrinsecă de purtători crește exponențial cu temperatura la o viteză funcțională de 6%/K.

Răspunsuri (*b*) T $\simeq$ 350 K.

P 2.6. La echilibru, un semiconductor are o concentrație de goluri de 10^{14} cm^{-3} și o concentrație de electroni de 2×10^{13} cm^{-3}.

a) Să se determine concentrația netă de impurități.

b) Ce tip de impuritate domină?

c) Să se determine concentrația intrinsecă de purtători.

P 2.7. Problema de față se referă la echilibrul concentrațiilor de purtători dintr-un semiconductor.

a) Să se deducă expresiile pentru p_0 și n_0, adică concentrațiile de goluri și electroni, pe baza concentrației nete de impurități $N = N_d - N_a$, precum și concentrația intrinsecă de purtători, n_i.

b) Într-un material de tip *n*, concentrația netă de impurități N este pozitivă ($N_d > N_a$). Să se arate că dacă N/n_i este suficient de mare, expresia obținută la punctul (*a*) se reduce la:

$$\left.\begin{aligned} n_0 &= N + \frac{n_i^2}{N} \\ p_0 &= \frac{n_i^2}{N} \end{aligned}\right\} \quad N \gg n_i \text{; (material tip } n\text{)}$$

c) Într-un material de tip *p*, N este negativ. Să se arate că dacă $-N/n_i$ este suficient de mare, ecuațiile găsite pentru p_0 și n_0 se reduc la:

$$\left.\begin{aligned} n_0 &= \frac{n_i^2}{-N} \\ p_0 &= -N + \frac{n_i^2}{-N} \end{aligned}\right\} \quad -N \gg n_i \text{; (material tip } p\text{)}$$

d) Cît de mare trebuie să fie $|N|/n_i$ pentru a asigura că erorile introduse de aceste expresii aproximative pentru n_0 și p_0 sînt mai mici de 5%?

[*Sugestia autorului*: Să se exprime radicalele pe care le-ați obținut pentru (*a*) sub forma:

$$\sqrt{1 + (2n_i/N)^2}$$

și să se dezvolte aceste radicale într-o serie Taylor în $(2n_i/N)^2$, aproximativ $(2n_i/N)^2 = 0$.]

Se menționează faptul că expresiile aproximative pentru n_0 și p_0 sînt rezonabil de precise pe un domeniu extrem de larg de dopări; aceste rezultate sînt utile chiar în condiții apropiate de cele intrinseci.

e) Dacă materialul este puternic extrinsec, *cei de ai doilea termeni* din expresiile aproximative pentru concentrațiile de purtători majoritari date în (*b*) și (*c*) sînt neglijabile în comparație cu primii termeni. Cît de mare trebuie să fie $|N|/n_i$, pentru a asigura că erorile comise prin neglijarea celor *de ai doilea termeni* din expresiile pentru *purtătorii majoritari* sînt mai mici de 1%?

P 2.8. La temperatura camerei, concentrația intrinsecă de purtători germaniu este de aproximativ 2×10^{13} cm^{-3}. Să se considere un specimen de germaniu care are o concentrație de donori de $N_d = 5 \times 10^{14}$ cm^{-3}, fără să aibă acceptori.

a) Să se calculeze concentrațiile de goluri și electroni de echilibru.

Impuritățile acceptoare se pot adăuga la specimen prin *difuzia în fază solidă*. Acesta este un proces în care atomii de impuritate se difuzează sau migrează în specimen la temperaturi înalte. Vom presupune că rezultatul net al acestei difuzii este o distribuție uniformă de acceptori în specimen.

b) Să se calculeze, să se reprezinte grafic și să se dimensioneze concentrațiile de goluri și electroni ca funcții ale concentrației normalizate de acceptori *adăugați*, N_a/n_i. Pentru ambele axe se vor folosi scări logaritmice, iar concentrațiile acceptoare vor fi considerate în domeniul $0{,}1 < N_a/n_i < 100$.

Se menționează că adausul de impurități acceptoare transformă materialul din tipul *n* în intrinsec, și apoi în tipul *p*. Acest proces este cunoscut sub denumirea de *compensație*. El este o manifestare a faptului că numai concentrația netă de impurități are importanță la determinarea concentrațiilor de purtători de echilibru (vezi ecuația 2.7).

Răspunsuri: (*a*) $n_0 = 5 \times 10^{14}$ cm^{-3}, $p_0 = 8 \times 10^{11}$ cm^{-3}.

P 2.9. Concentrația intrinsecă de purtători n_i este puternic legată de temperatură, după cum se arată în fig. 2.9. *Pentru domenii limitate de variație de temperatură în jurul temperaturii camerei*, această dependență este aproximativ *exponențială*, atît pentru siliciu cît și pentru germaniu (o variație exponențială se trasează grafic sub forma unei linii drepte pe coordonatele din fig. 2.9). În siliciu, n_i crește cu un factor de aproximativ 2,5 pentru o creștere de temperatură de 10°C, adică

$$n_i(T) = n_i(T_0) = n_i(T_0)\, 2{,}5^{(T-T_0)/10} \qquad T,\ T_0 \text{ în °C}$$

Factorul corespunzător pentru germaniu este de aproximativ 1,8. Valorile la temperatura camerei (300 K) pentru n_i în siliciu și germaniu sînt de aproximativ 10^{10} cm^{-3} și, respectiv, 2×10^{13} cm^{-3}.

a) Să se traseze grafic, pe alte coordonate semilogaritmice dar identice, $n_i(T)$ pentru siliciu și germaniu. Se va folosi *aproximația exponențială* discutată mai sus. Să se considere temperaturile trasate grafic pe axa liniară, pe domeniul de temperaturi cuprinse între 300 și 450 K. Scara logaritmică va trebui aleasă astfel încît să se întindă pe aproximativ 10 decade. Pentru aceste grafice se poate folosi hîrtie milimetrică; scara ordonatelor poate fi aleasă astfel încît diviziunile mari să corespundă unor decade de concentrație, adică 10^{10}, 10^{11} și așa mai departe. Se menționează că două puncte sînt suficiente pentru determinarea curbelor.

Atît specimenele de siliciu cît și cele de germaniu conțin concentrații donoare de 10^{15} cm^{-3} și concentrații neglijabile de acceptori. Astfel, cele două specimene au concentrații de purtători majoritari (electroni) aproape egale în regiunea de temperatură pentru care specimenele sînt extrinseci.

b) Folosind rezultatele obținute la problema P 2.7, să se calculeze, să se traseze grafic și să se dimensioneze n_o și p_o în funcție de temperatură, pentru ambele specimene. Rezultatele vor trebui trasate grafic pe aceleași coordonate ca și cele folosite la punctul (*a*). De reținut că toate asimptotele sînt linii drepte.

c) Să se compare temperaturile pentru care specimenele de siliciu și germaniu devin intrinseci ($n_o \simeq p_o$). Întrucît materialele extrinseci sînt necesare pentru dispozitivele de joncțiune cu semiconductoare, această diferență a dependenței de temperatură este motivul principal pentru care semiconductoarele de siliciu sînt utilizate la temperaturi mai mari decît semiconductoarele cu germaniu.

P 2.10. Un specimen de siliciu are o concentrație uniformă de acceptori de 2×10^{16} cm^{-3} și o concentrație uniformă de donori de 5×10^{15} cm^{-3}. La $T = 300$ K, n_i este de aproximativ 10^{10} cm^{-3}.

a) Acest specimen este de tipul p sau de tipul n la 300 K?

b) La ce temperatură aproximativă acest specimen devine intrinsec?

c) Ce tip de impuritate trebuie adăugată acestui specimen pentru a reduce diferența dintre concentrațiile de purtători majoritari și minoritari?

Care trebuie să fie concentrația acestei impurități adăugate pentru ca $n_o = p_o$?

Răspunsuri: (*b*) $T \simeq 460$ K; (*c*) $N_d = 1{,}5 \times 10^{16}$ cm^{-3}.

P 2.11. Problema de față se referă la efectul Hall în semiconductoare extrinseci; ea duce la calcularea tensiunii Hall și la deducerea constantei Hall. Pentru schema montajului fizic, se va face referire la fig. 2.1,*a*. După cum s-a arătat la pag. 66, deflecția transversală a purtătorilor de sarcină generează un cîmp electric transversal. Acest cîmp exercită o forță transversală asupra purtătorilor, forță ce trebuie adăugată la forța lui Lorentz, dată de ecuația 2.1c, la formularea ecuației de mișcare pentru mișcarea purtătorilor transversali. Astfel, componenta transversală a ecuației 2.1c devine:

$$F_z = \pm q\mathcal{E}_z + \frac{1}{c}(J_x B_y)$$

în care indicii reprezintă componentele vectorilor din sistemul de coordonate din dreapta, definit în fig. 2.1,*a*. Concentrația de purtători este însemnată prin c; semnul plus se aplică pentru goluri, iar semnul minus pentru electroni.

Să se considere mai întîi un semiconductor de tip p, în care $c = p_o$.

(*a*) La echilibru, nu trebuie să existe nici o componentă transversală (z) de curent. Care este F_z la echilibru?

(*b*) Dacă bara are o lungime W în lungul axei transversale (distanța între contacte pentru care se definește V), să se exprime tensiunea Hall V cu ajutorul lui q, p_o, W, J_x și B_y.

(*c*) Prin definiție, *constanta Hall* R este:

$$R = \frac{\mathcal{E}_z}{J_x B_y}.$$

Să se calculeze constanta lui Hall pentru materialul de tip p. Se menționează că această constantă furnizează măsura concentrației de purtători majoritari.

(*d*) Să se repete punctele (*b*) și (*c*) pentru un material de tip n, cu $c = n_o$.

(*e*) Care este mărimea tensiunii Hall într-un semiconductor avînd o concentrație de purtători majoritari de 10^{16} cm^{-3}, dacă $W = 1$ mm, $B_y = 0{,}1$ Wb/m^2 (1 kGs), iar prin bară trece un curent de 10 mA, pe o secțiune de suprafață de 10^{-2} cm^2? Unitățile vor fi alese din același sistem (sistem consecvent de unități).

Răspunsuri: (*e*) $|V| = 0{,}6$ mV.

P 2.12. Un termistor confecționat din siliciu intrinsec (vezi fig. 2.9,*a*) are o rezistență de 500 Ω la 290 K. Cînd se va răspunde la întrebările de mai jos, se va presupune că mobilitățile purtătoare nu variază în mod apreciabil cu temperatura.

(*a*) Care este coeficientul de temperatură al rezistenței acestui termistor la 290 K? Rezultatul va fi exprimat în procente pe grad Kelvin. Care este valoarea corespunzătoare la 400 K?

(*b*) Care este rezistența aproximativă a termistorului la 325 K? Dar la 250 K?

Răspunsuri: (*a*) 9,2% pe K la 290 K; (b) 50 Ω la 325 K.

P 2.13. Datorită marii diferențe dintre n_o și p_o într-un semiconductor extrinsec, purtătorii în exces pot modifica în foarte mare măsură concentrația totală de purtători minoritari, avînd în schimb un efect neglijabil asupra concentrației totale de purtători majoritari. Să se considere un semiconductor de tip n în care $n_o = 10^6\ p_o$.

(*a*) Să se exprime concentrațiile totale n și p prin raportul *de injecție* p'/p_o.

(*b*) Care este valoarea lui p'/p_o pentru care concentrația de purtători majoritari este perturbată cu 10% față de valoarea sa la echilibru? Care este creșterea procentuală corespunzătoare a concentrației de purtători minoritari?

P 2.14. Problema de față, precum și aceea care urmează, se referă la legile conservării purtătorilor, care sînt cu totul generale și extrem de importante pentru înțelegerea comportării fizice a tranzistoarelor. Să se considere o regiune V a semiconductorului în care există un exces de purtători. Se va presupune că:

1. În regiune nu intră și nici nu ies purtători în exces, adică nu există o curgere de purtători pe suprafața care delimitează regiunea respectivă.

2. Generarea și recombinarea purtătorilor în exces este descrisă complet de o lege liniară de recombinare, adică proporția netă (pe unitatea de volum și de timp) de recombinare a excesului de purtători este $\mathcal{R} = p'/\tau = n'/\tau$, în care τ, adică durata de viață, este o *constantă*.

(*a*) Se menționează că numărul total al excesului de purtători din regiunea respectivă nu se poate modifica *decît* drept consecință a recombinării sau generării. Să se demonstreze valabilitatea următoarei relații de conservare:

$$\frac{dQ_h}{dt} + \frac{Q_h}{\tau} = 0$$

în care

$$Q_h = q\int_v p'\,dV$$

reprezintă sarcina totală de goluri în exces din regiunea respectivă. Cu alte cuvinte, Q_h este sarcina de goluri în exces înmagazinată în regiune, numită în mod frecvent *stocarea de goluri*. Se menționează că această expresie *nu* implică în mod necesar o sarcină spațială cu un volum net, deoarece p' este în fiecare punct echilibrat printr-un $n' = p'$, astfel încît nu există o sarcină *netă* neechilibrată.

(*b*) Să se presupună că stocarea de goluri la $t = 0$ este $Q_h(0)$, și să se determine $Q_h(t)$ pentru $t > 0$, prin rezolvarea ecuației diferențiale pentru sarcina înmagazinată. Rezultatul obținut se va folosi pentru a da o interpretare fizică a timpului de viață τ.

Ecuația diferențială obținută la punctul (*a*) constituie o lege de conservare a sarcinii totale de goluri în V. În general, ea nu poate fi folosită pentru a face deducții referitoare la dependența de timp a concentrației locale p'. Dacă însă în V nu există un curent de goluri, adică dacă în întregul V, $J_h = 0$, dependența de timp obținută la punctul (*b*) se aplică la p' ($\mathbf{r}$, t) pentru toți $\mathbf{r}$ din V. Vom vedea că o asemenea situație există pentru purtătorii majoritari în exces în regiunea bazei unui tranzistor.

P 2.15. O tratare mai generală a problemei anterioare trebuie să țină seama de curgerea excesului de purtători *în și din* regiunea V. În general, atît golurile cît și electronii pot curge prin suprafața care delimitează pe V.

a) Să se determine curentul electric net care curge în V drept consecință a curgerii golurilor în V, prin I_h. Să se demonstreze valabilitatea următoarei relații de conservare:

$$\frac{dQ_h}{dt} + \frac{Q_h}{\tau} = I_h$$

în care Q_h reprezintă stocarea de goluri în exces, astfel cum s-a definit în problema P 2.14.

b) Să se interpreteze fizic cei doi termeni din stînga acestei ecuații diferențiale, care este o lege de conservare a golurilor.

c) Să se formuleze o ecuație diferențială analogă care să lege *stocarea de electroni* în exces,

$$Q_e = -q \int_v n' dV$$

de curentul electric I_e în V, în care este asociat cu curgerea de *electroni* (electronii ce intră în V transportă o sarcină negativă, ceea ce echivalează cu curgerea către exterior a sarcinii pozitive și astfel se reprezintă printr-o valoare negativă a lui I_e).

d) Să se demonstreze că legile de conservare formulate la punctele (*a*) și (*b*) sînt echivalente.

(*Sugestia autorului*: Rețineți că legea de conservare a sarcinii cere ca $I_h + I_e = 0$. De ce?)

P 2.16. Prezenta problemă se referă la experiența dispariției fotoconductivității, discutată în legătură cu fig. 2.10 și 2.11. Se folosește ecuația conservării pentru sarcina totală Q_h din problema P 2.14, pentru a se arăta că *modificarea* conductanței descrește exponențial cu timpul. Să se considere bara dreptunghiulară a semiconductorului reprezentat în fig. 2.13 și să se presupună că contactele electrice sînt aplicate la capetele barei (capetele sînt suprafețele de arie wh). Să se presupună de asemenea că bara este dopată uniform.

a) Să se demonstreze că curentul total ce trece prin bară este:

$$I = \int_A \sigma \mathcal{E}_x ds$$

în care $\mathcal{E}_x$ este cîmpul electric dirijat în direcția x, σ este conductivitatea, iar suprafața integrală este luată pe aria secțională A a barei.

b) La echilibru, cîmpul $\mathcal{E}_x$ este uniform și egal cu V/l, în care V este tensiunea pe bară. În momentul în care în bară sînt injectați purtători în exces, conductivitatea se modifică, după cum se modifică și cîmpul electric. Dacă însă variația conductivității este mică, variația corespunzătoare a cîmpului electric poate fi ignorată la calculul integralei de la punctul *a*) de mai

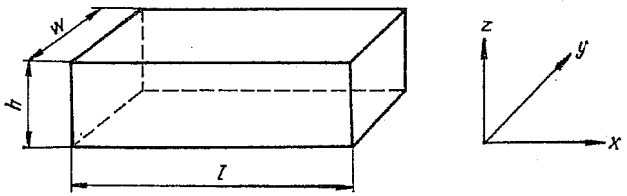


Fig. 2.13. O bară dreptunghiulară de semiconductor.

sus. Presupunînd că $\mathcal{E}_x$ este *constantă* la valoarea sa de echilibru și că există condiții de neutralitate ($n' = p'$), să se demonstreze că conductanța barei poate fi scrisă sub forma:

$$G = G_o + \Delta G$$

în care:

$$G_o = \frac{\sigma_o W h}{l}$$

și

$$\Delta G = \frac{q(\mu_h + \mu_e)}{l} \int_o^l \int_A p' ds dx$$

În aceste ecuații, σ_o reprezintă conductivitatea la echilibru $[q(\mu_h p_o + \mu_e n_o)]$ iar p' reprezintă concentrația golurilor în exces.

(*c*) Se menționează că integrala din ΔG dă numărul total de goluri în exces din bară, independent de distribuția lor de detaliu. Să se folosească acest fapt, precum și rezultatul problemei P2.14, pentru a demonstra că variația conductanței ΔG descrește exponențial cu timpul după un scurt impuls de radiație de ionizare. Să se demonstreze de asemenea că constanta de timp a acestei descreșteri este durata de viață a purtătorilor în exces.

(*d*) Considerînd circuitul din fig. 2.10, să se arate că modificarea tensiunii v este, pentru mici variații ale lui G, proporțională cu ΔG.

P 2.17. O bară de germaniu are forma ilustrată în fig. 2.13, cu dimensiunile

$$l = 1 \text{ cm}$$

$$h = w = 0{,}1 \text{ cm}$$

Mobilitățile golurilor și electronilor sînt 2×10^3, respectiv $4 \times 10^3 \text{cm}^2/(\text{volt})$ (secundă).

(*a*) Dacă bara este intrinsecă ($n_o = p_o = n_i \simeq 2 \times 10^{13}$ cm^{-3} la $T = 300$ K), să se găsească conductivitatea σ și rezistența măsurată între capetele barei (capetele sînt suprafețele de arie wh).

(*b*) Dacă se știe că bara este de tipul n și are o rezistență (măsurată între capete) de 10 ohmi, care va fi concentrația de donori?

Răspunsuri: (*a*) $R = 5{,}2$ kΩ; (*b*) $N_d = 1{,}5 \times 10^{16}$ cm^{-3}.

P 2.18. Un eșantion de siliciu este dopat uniform cu atomi de fosfor într-o concentrație de 10^{23}cm^{-3}. La temperatura care interesează, concentrația intrinsecă de purtători este 2×10^{13} cm^{-3}, iar mobilitățile sînt $\mu_e = 800$ cm^2 /(volt) (secundă) și $\mu_h = 300$ cm^2/ (volt) (secundă).

(*a*) Să se determine concentrațiile de goluri și electroni.

(*b*) Să se determine conductivitatea electrică.

(*c*) Care este fracțiunea de curent produsă de un cîmp electric și purtată de goluri?

(*d*) Neglijînd dependența de temperatură a mobilităților purtătoare, cum este de așteptat să varieze conductivitatea acestui specimen în momentul în care temperatura scade cu 75 K? Dar cînd crește cu 75 K?

Răspunsuri: (*b*) $\sigma \simeq 1{,}4 \times 10^{-3}$ mho/cm; (*c*) 1,4 %.

P 2.19. Cuprul are o concentrație de electroni de aproximativ 10^{23} cm^{-3}. Conductivitatea electrică a cuprului este de aproximativ 10^6 mho/cm.

(*a*) Să se calculeze mobilitatea electronilor liberi din cupru.

(*b*) O sîrmă de cupru de o lungime de 100 m, cu un diametru de 10^{-2} cm, este conectată la o baterie de 1 V. Să se calculeze curentul și cîmpul electric din sîrmă. Care este viteza corespuzătoare de drift a electronilor?

(*c*) Cît timp îi trebuie unui electron să devieze de la un capăt al sîrmei pînă la celălalt capăt, dacă viteza lui de drift este aceea găsită la punctul (*b*) de mai sus? Cum se împacă acest lucru cu faptul stabilit experimental că curentul din sîrmă ajunge la valoarea sa de stare constantă în mai puțin de 1 μs în momentul în care sîrma este conectată la baterie?

Răspunsuri: (*a*) $\mu = 60$ cm^2 / (volt) (secundă); (*c*) $1{,}6 \times 10^6$ s.

NOTE ASUPRA DEMONSTRAȚIILOR

Fiecare dintre cele trei experiențe descrise în acest capitol poate servi ca o demonstrație simplă și eficace. Observarea efectului Hall și a forței termo-electromotoare a sondei calde furnizează o dovadă experimentală directă asupra existenței a două clase de semiconductoare și anume de tipul *p* și *n*, care diferă prin semnul sarcinii purtată de purtătorul dominant de sarcină. Experiența referitoare la descreșterea fotoconductivității demonstrează injecția optică a excesului de purtători și arată în același timp dinamica recombinării acestui exces.

Toate aceste trei experiențe pot fi efectuate comod cu ajutorul unor mici bare de germaniu de tipul *p* și *n*. Specimene avînd o rezistență între 1 și 5 ohmi-cm, avînd o lungime între 1 și 2 cm și o secțiune transversală între 1și 2 mm, sînt perfect satisfăcătoare. Pentru demonstrarea efectului Hall și a descreșterii fotoconductive, la aceste bare trebuie să se lipească contacte de sîrmă. Aceste conexiuni trebuie făcute cu un ciocan de lipit subțire dacă se folosește o sîrmă de lipit fără miez cu un flux corespunzător. Suprafața la care trebuie făcut contactul trebuie șlefuită cu o hîrtie de șmirghel fin și umezită cu flux înainte de aplicarea ciocanului de lipit. Dacă se cositorește o suprafață prea mare, excesul de lipitură se îndepărtează prin polizare cu ajutorul unei pînze de șmirghel fin. Se va acorda multă atenție acestei operații ; germaniul este foarte casant și se poate rupe ușor în timpul polizării, dacă se aplică o presiune neuniformă.

Efectul Hall. La barele de germaniu trebuie lipite 4 contacte, astfel cum se arată în fig. 2.14. Se menționează că contactele transversale între care apare tensiunea Hall trebuie aliniate cu grijă. Dacă aceste contacte sînt dezaxate față de axa barei, între ele va exista o tensiune în momentul în care cîmpul magnetic este zero, datorită căderilor de tensiune provocate de curentul longitudinal. Micile dezalinieri pot fi deseori compensate prin curățirea suprafețelor cositorite ale fețelor transversale ale barei, cu ajutorul unei lame de ras. Dacă tensiunea datorată lipsei de aliniere nu poate fi redusă în comparație cu tensiunea Hall prin plasarea cu grijă a contactelor, se pot folosi trei contacte și un potențiometru de echilibrare, astfel cum se arată în fig. 2.14, *b*. Dacă cîmpul magnetic este aproape uniform pe regiunea care cuprinde contactele de pe fețele laterale, tensiunea Hall va fi mică pe toate secțiunile transversale. Astfel, potențiometrul poate fi folosit pentru a reduce la zero tensiunea cîmpului magnetic zero, fără a influența tensiunea Hall.

Magneții formați de magnetroane, avînd cîmpuri de ordinul a 1 kGs, sînt corespunzători pentru demonstrațiile referitoare la efectul Hall. Cu ajutorul unui astfel de cîmp și cu un curent longitudinal de ordinul a 10 mA, tensiunea Hall va fi de cîțiva milivolți.

O metodă de montare a eșantioanelor, comodă pentru demonstrarea în clasă a efectului Hall, este reprezentată în fig. 2.15. Eșantioane montate similar pot fi găsite în comerț.

Sonda caldă. Pentru această experiență nu sînt necesare contacte lipite. Tensiunea termoelectrică poate fi observată între un electrod încălzit, cum ar fi ciocanul de lipit încălzit cu o tensiune redusă, și un electrod care face contactul cu o regiune rece a barei semiconductoare. La o diferență de temperatură de aproximativ 100°C, forța termo-electromotoare va fi în domeniul a 10 mV.

Descreșterea fotoconductivă. Pentru a reduce proporția de recombinare a purtătorilor pe suprafețe, este necesar ca acestea din urmă să fie tratate. Dacă suprafețele barei semiconductoare nu sînt pregătite astfel încît să se reducă la minimum defectele și contaminarea, pierderea excesului de purtători va fi dominată de procesele superficiale și va fi greu să se observe durata de viață, care este caracteristică recombinării generale.

Prima măsură care trebuie luată la pregătirea barelor pentru această experiență este cositorirea fețelor dela capete. Această operație se efectuează astfel încît la aceste suprafețe să se poată lipi mai tîrziu sîrmele. După aceasta, cele patru fețe laterale ale barei trebuie polizate astfel încît să nu mai cuprindă nici o zgîrietură vizibilă, devenind netede, cu luciu de oglindă. Această operație se poate efectua prin polizarea barei cu praf de lepuit Linde tip A, pe o placă de sticlă. Trebuie să se bage de seamă pentru a nu se sparge eșantionul de germaniu, care este casant. După obținerea gradului de finisare dorit, bara se spală cu apă pentru a se îndepărta praful și apoi în acetonă pentru a se îndepărta eventualele grăsimi rămase. În sfîrșit, bara este fiartă timp de cîteva minute într-o soluție de 3% de apă oxigenată, clătită cu apă și uscată.

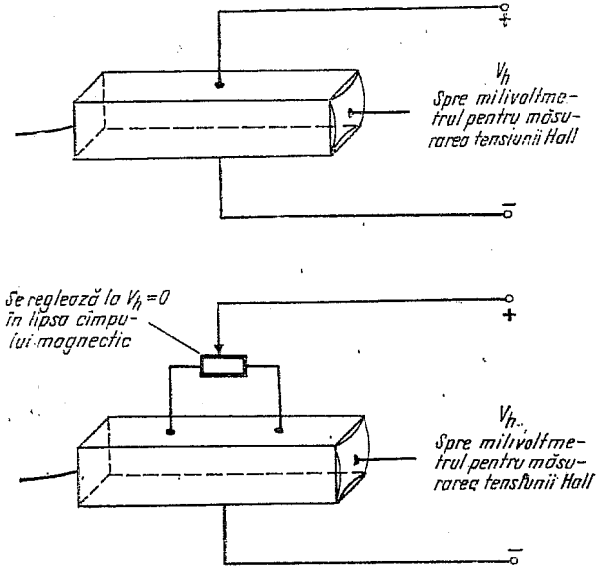


Fig. 2.14. Eșantioane pentru observarea tensiunii Hall.

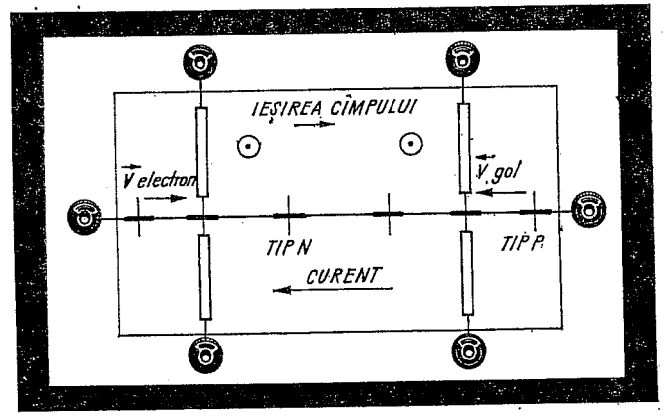


Fig. 2.15. Demonstrarea efectului Hall.

Bara trebuie mînuită cu o pensetă de material plastic și nu trebuie atinsă cu degetele după terminarea acestei operații de curățire.

Sîrmele de conexiune trebuie lipite la fețele terminale cositorite, iar bara trebuie conectată astfel cum se arată în fig. 2.10. Pentru această experiență un curent continuu de 10—20 mA este suficient.

Sursa de lumină trebuie să aibă o mare intensitate, iar durata impulsului luminos nu trebuie să depășească cîteva microsecunde. Dependența de timp a fotoconductivității este simplu de interpretat numai dacă durata impulsului este mică în comparație cu durata de viață a purtătorilor în exces, care trebuie să fie de cel puțin 15 μs, dacă suprafețele sînt pregătite corespunzător. Capetele barei trebuie ecranate față de lumină, astfel încît purtătorii în exces să nu fie produși în apropierea capetelor, unde ar putea fi absorbiți de contact înainte de a avea timpul să se recombine. Nu trebuie iluminată decît jumătatea sau treimea de mijloc a barei.

Intensitatea luminoasă trebuie reglată (prin modificarea distanței dintre sursă și bară) astfel încît variația conductanței (măsurată prin modificarea tensiunii pe bară) să nu depășească cîteva sutimi.

CAPITOLUL 3

DISTRIBUȚIA ȘI CURGEREA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTOARE

CAPITOLUL 3

DISTRIBUȚIA ȘI CURGEREA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTOARE

3.1. Introducere

3.2. Injecția optică într-o regiune fără recombinare

3.2.1. Distribuțiile concentrației și curentului
3.2.2. Rolul cîmpului electric

3.3. Efectul recombinării asupra curgerii

3.3.1. Evaluarea pierderilor de curent prin recombinare
3.3.2. O lege de conservare modificată

3.4. Semiconductoare gradate și cîmpuri interne

3.4.1. Starea de echilibru
3.4.2. Circulația purtătorilor minoritari

3.5. Rezumat asupra considerațiilor de curgere

Probleme

3

Distribuţia şi curgerea purtătorilor de sarcină în semiconductoare

3.1. INTRODUCERE

După cum am văzut în capitolul 2, curentul electric poate circula într-un semiconductor prin mişcarea a două tipuri independente de purtători de sarcină, goluri şi electroni, sau mai precis, *goluri* şi *electroni de conducţie*. În plus, fiecare dintre aceste tipuri de purtători de sarcină poate realiza mişcarea echivalentă unui curent electric prin două mecanisme de curgere independente : prin *drift*, (antrenare) produs de un cîmp electric, şi prin *difuzie*, produs de un gradient al concentraţiei. În sfîrşit, golurile şi electronii se recombină sau dispar în perechi în regiunile unde concentraţiile locale de purtători sînt mai mari decît valorile de la echilibru şi sînt generate sau apar în perechi în regiunile unde concentraţiile locale de purtători sînt mai mici decît valorile de la echilibru.

Mişcarea purtătorilor în dispozitivele semiconductoare pe care intenţionăm să le studiem se face atît prin drift (antrenare) cît şi prin difuzie şi purtătorii în exces se recombină influenţînd comportarea fizică a acestor dispozitive. De aceea vom examina consecinţele driftului, difuziei şi recombinării cercetînd distribuţia şi curgerea electronilor şi golurilor într-un semiconductor în care echilibrul este perturbat printr-o metodă oarecare. Aceste fenomene pot fi studiate cu ajutorul *ecuaţiilor de continuitate* sau *legilor de conservare* corespunzătoare pentru goluri şi electroni. Deducerea relaţiilor fundamentale se face explicînd existenţa purtătorilor de fiecare tip în volumul semiconductorului şi exprimînd concentraţiile de purtători în funcţie de mecanismele dinamice de drift, difuzie şi recombinare. De exemplu, dacă într-un anumit element de volum concentraţia golurilor

crește, această creștere trebuie să apară printr-un dezechilibru de tipul următor sau printr-o combinație a lor.

1. Un dezechilibru între viteza cu care golurile *intră* în interiorul elementului de volum (prin drift, difuzie sau prin amîndouă) și viteza cu care *ies* din elementul de volum.

2. Un dezechilibru între viteza cu care sînt generate golurile în elementul respectiv de volum și viteza cu care se recombină.

În loc să formulăm legile de conservare pentru goluri și electroni în forma generală, vom trata un șir de cazuri particulare simple care ilustrează de fapt toate considerațiile fizice importante și formează baza studiului ulterior al diodelor și tranzistoarelor fără a necesita dezvoltări matematice complicate[1]). În exemplele studiate se fac următoarele presupuneri:

1. Sistemul este unidimensional; cu alte cuvinte, distribuția concentrației de purtători este uniformă în plane perpendiculare pe unica axă de coordonate importantă (coordonată notată cu x) și curgerea purtătorilor este paralelă cu această axă.

2. Distribuția de purtători este *statică* și curgerea purtătorilor se face *în regim staționar*, adică distribuția și curenții nu variază cu timpul. Deși vom studia mai tîrziu comportarea unor dispozitive în care concentratiile și curenții se schimbă în timp, vom observa că această comportare dinamică poate fi adesea aproximată printr-o succesiune de distribuții statice.

3. Semiconductorul, care este neutru din punct de vedere electric la echilibru, rămîne aproximativ neutru cînd sînt perturbate concentrațiile de purtători. Cu alte cuvinte, se menține neutralitatea chiar și atunci cînd concentrațiile de purtători în exces sînt diferite de zero. După cum am arătat în paragraful 2.2.3, neutralitatea se va menține în prezența injecției dacă concentrațiile în exces sînt egale, adică $p' = n'$. Acum există mici abateri de la neutralitate, astfel încît concentrațiile sînt numai *aproximativ* egale, adică $p' \simeq n'$. Această situație o vom denumi stare de *cvasineutralitate*.

4. Concentrațiile totale de goluri și de electroni sînt puternic dezechilibrate și rămîn astfel în condițiile de funcționare de care ne ocupăm. Mai precis, *concentrația de purtători minoritari este mică în comparație cu concentrația de purtători majoritari*. Această ipoteză poate fi exprimată prin două condiții:

a) Semiconductorul este extrinsec, astfel încît concentrațiile la echilibru sînt inegale.

b) Concentrația în exces $p' \simeq n'$ este mică în raport cu concentrația de *purtători majoritari la echilibru*. Această condiție, denumită adesea *condiție de nivel mic de injecție*, arată că injecția de purtători în exces nu perturbă considerabil concentrația de purtători majoritari.

[1]) Cazul general este tratat în [2.1], capitolul 4. *(NA)*

Prin urmare, într-un semiconductor extrinsec, în condiții de nivel mic de injecție, concentrația de purtători minoritari rămîne mică în comparație cu concentrația de purtători majoritari.

3.2. INJECȚIA OPTICĂ ÎNTR-O REGIUNE FĂRĂ RECOMBINARE

Ca și în primul exemplu de calcul al distribuției statice și al curgerii staționare a purtătorilor într-un semiconductor, vom analiza situația prezentată în fig. 3.1. Semiconductorul extrinsec, uniform dopat, este

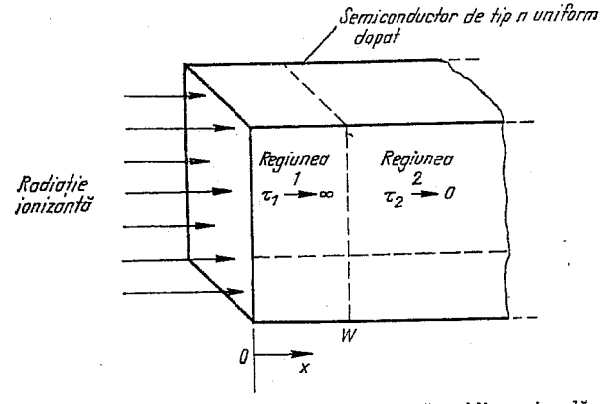


Fig. 3.1. Injecția optică într-o structură unidimensională.

de tip n; discuția ce urmează ar putea fi făcută însă, tot atît de bine, și pentru un semiconductor extrinsec de tip p. Deși doparea este uniformă în întreaga bară semiconductoare, vom considera că timpul de viață al purtătorilor în exces, care caracterizează mecanismul recombinării, nu este uniform. Regiunea *1*, cuprinsă între suprafața exterioară $x = 0$ și planul $x = W$, are un timp de viață mare τ_1, astfel încît recombinarea este aici neglijabilă. Întrucît viteza de recombinare $\mathcal{R}$ în această regiune este egală cu p'/τ_1, valori foarte mari pentru τ_1 implică viteze de recombinare mici chiar dacă p' este mare. Pe de altă parte, regiunea *2*, care se întinde de la planul $x = W$ și pînă la capătul barei, are un timp de viață τ_2 atît de mic încît concentrația de purtători în exces este neglijabilă.

Presupunem că fața semiconductorului de la $x = 0$ este iluminată cu o radiație ionizantă care este absorbită la suprafață și produce perechi de electroni și goluri într-un strat de grosime neglijabilă. Vom descrie procesul generării acestor perechi ca o *injecție de purtători în exces* și îl vom caracteriza în funcție de *viteza de generare de suprafață* M. Astfel,

radiația ionizantă produce perechi de electroni și goluri cu o viteză de M purtători în unitatea de timp pe unitatea de suprafață. Ca urmare, în acest strat sînt eliberate sarcini pozitive și negative cu viteza qM (amperi pe unitatea de suprafață). Desigur, viteza cu care este generată sarcina *netă* la suprafață este identic nulă deoarece golurile și electronii sînt eliberați în perechi.

Datorită producerii perechilor la suprafață, cresc concentrațiile de goluri și de electroni față de valorile de la echilibru; concentrațiile în exces sînt pozitive. Astfel ambele tipuri de purtători tind să difuzeze în bara semiconductoare. Întrucît în regiunea *1* recombinarea este neglijabilă, toți purtătorii reușesc să traverseze această regiune și curg spre regiunea *2*. Timpul de viață foarte mic din regiunea *2* implică recombinarea foarte rapidă a acestor purtători în exces astfel încît golurile și electronii produși la suprafață prin radiație dispar în regiunea *2* lîngă planul $x = W$. Concentrația în exces la $x = W$ trebuie să fie apropiată de zero pentru că timpul de viață în regiunea *2* este foarte mic.

Dorim să evaluăm acum concentrațiile și curenții de goluri și de electroni în semiconductor. În acest scop trebuie să formulăm explicit legile de conservare pentru purtători în regiunea *1*. Esențial pentru aceste legi de conservare este faptul că recombinarea este neglijabilă în regiunea respectivă a semiconductorului. Dacă vom considera în această regiune un element de volum oarecare, de grosime Δx, viteza cu care purtătorii intră în acest volum trebuie să fie egală cu viteza cu care ies pentru că recombinarea este neglijabilă. Așadar *curenții de goluri și de electroni trebuie să fie constanți (adică independenți de x) în regiunea 1.* Dacă notăm densitățile curenților de goluri și de electroni (care sînt dirijați după x) prin J_h și J_e, avem:

$$J_h(x) = qM \qquad \text{pentru } 0 < x < W; \tag{3.1a}$$

$$J_e(x) = -qM \qquad \text{pentru } 0 < x < W. \tag{3.1b}$$

Aceste relații arată că toate sarcinile pozitive eliberate la suprafață trebuie să fie purtate de goluri, în timp ce toate sarcinile negative trebuie să fie purtate de electroni. Semnul minus este necesar în ecuația (3.1b) deoarece curgerea electronilor *dinspre* suprafață corespunde unui curent de *goluri* înspre suprafață; prin convenție, orice curent se exprimă în funcție de circulația echivalentă a unor sarcini pozitive, iar sensul de referință este $+x$.

Curentul total J, dat de relația:

$$J = J_h + J_e \tag{3.2}$$

este, desigur, zero. În acest caz particular nu poate exista un curent net pentru că golurile și electronii sînt generați *în perechi* (la $x = 0$) și se recombină *în perechi* (la $x = W$).

3.2.1. Distribuțiile concentrației și curentului

Folosind ecuațiile (2.23) pntru a exprima curenții de goluri și de electroni din ecuațiile (3.1) în funcție de componentele corespunzătoare de drift și de difuzie, obținem:

$$J_h = qM = q\left(\mu_h p\, \mathcal{E}_x - D_h \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\right); \tag{3.3a}$$

$$J_e = -qM = q\left(\mu_e n\, \mathcal{E}_x + D_e \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}\right). \tag{3.3b}$$

Termenii de difuzie nu sînt independenți ca urmare a presupunerii cvasineutralității și a limitării studiului la un material omogen. Concentrațiile de goluri și de electroni pot fi scrise:

$$p = p_o + p';$$

$$n = n_o + n'.$$

Cvasineutralitatea implică ca:

$$p' \approx n'. \tag{3.4}$$

Concentrațiile pot fi, deci, rescrise:

$$p = p_o + p'; \tag{3.5a}$$

$$n = n_o + p'. \tag{3.5b}$$

Dacă substituim aceste expresii în termeni de *difuzie* din ecuațiile (3.3) și observăm că n_o și p_o nu depind de x, legile de conservare date de ecuațiile (3.3) devin:

$$\left.\begin{aligned} &\text{(curentul de goluri) } qM = q\left(\mu_h p\, \mathcal{E}_x - D_h \frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}x}\right) && \text{(3.6a)}\\ &\text{(curentul de electroni) } -qM = q\left(\mu_e n\, \mathcal{E}_x + D_e \frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}x}\right) && \text{(3.6b)} \end{aligned}\right\} \quad 0 < x < W.$$

Ecuațiile (3.5) și (3.6) conțin patru variabile: n, p, p' și $\mathcal{E}_x$. Astfel ele constituie un sistem de patru ecuații cu patru necunoscute care poate fi rezolvat, obținînd distribuțiile concentrațiilor și cîmpului electric.

Eliminînd cîmpul electric între ecuațiile (3.6) găsim:

$$\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}x} = -M \frac{\mu_e n + \mu_h p}{\mu_e n D_h + \mu_h p D_e} \qquad 0 < x < W. \tag{3.7}$$

Întrucît atît n cît și p pot fi exprimate în funcție de p' [v. ec. (3.5)], această relație este o ecuație diferențială de ordinul întîi pentru p'; ea poate fi rezolvată pentru a obține $p'(x)$ în regiunea *1*. Constanta de integrare ce apare în soluție se calculează ținînd seama că $p'(x)$ se anulează la limita dintre cele două regiuni

$$p'(W) = 0. \tag{3.8}$$

Această condiție la limită este dictată de timpul de viață redus din regiunea *2*.

Eliminînd dp'/dx din ecuațiile (3.6) obținem:

$$\mathcal{E}_x = M \frac{D_e - D_h}{\mu_e n D_h + \mu_h p D_e} \qquad 0 < x < W. \tag{3.9}$$

Prin urmare, cîmpul electric poate fi calculat dacă se cunosc distribuțiile concentrațiilor de purtători, adică după ce a fost determinat $p'(x)$.

În loc să rezolvăm amănunțit această problemă în modul schițat mai sus vom face o aproximație simplificatoare bazată pe cele patru presupuneri enunțate în paragraful 3.1. Vom presupune că în acest semiconductor concentrația de purtători minoritari este mult mai mică decît concentrația de purtători majoritari. Cum mobilitățile golurilor și electronilor sînt de același ordin de mărime și p este presupus mult mai mic decît n, ecuația (3.7) poate fi simplificată:

$$\frac{dp'}{dx} \approx -\frac{M}{D_h} \qquad \begin{cases} 0 < x < W \\ p \ll n \end{cases} \tag{3.10}$$

Această ecuație diferențială de ordinul întîi se poate integra cu ușurință. Rezultă:

$$p'(x) = -\frac{M}{D_h} x + C \quad 0 < x < W \tag{3.11a}$$

unde C este o constantă de integrare. Această constantă poate fi evaluată ținînd seama de faptul că la marginea regiunii cu recombinare ridicată concentrația purtătorilor în exces se anulează [v. ec. (3.8)]. Astfel găsim:

$$C = \frac{M}{D_h} W \tag{3.11b}$$

iar concentrația purtătorilor în exces devine:

$$p'(x) = \frac{M}{D_h} (W - x) \qquad 0 < x < W. \tag{3.12}$$

Prin urmare, *concentrația de purtători în exces descrește liniar*, de la o valoare maximă la suprafața unde apare generarea optică, la zero la marginea regiunii *2* unde perechile dispar prin recombinare. Acest rezultat este arătat în figura 3.2 în care sînt indicate de asemenea concentrațiile totale de goluri și de electroni. Concentrația în exces este zero în toată

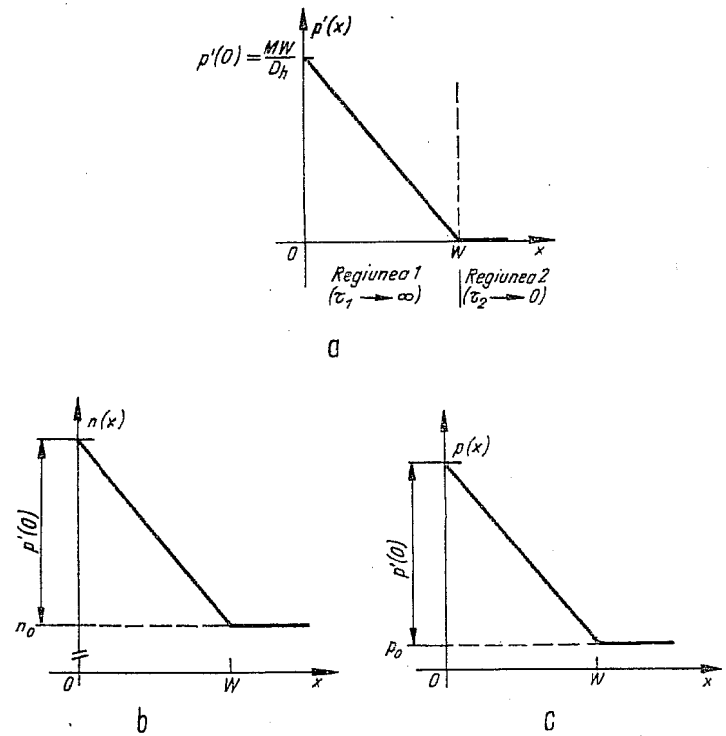


Fig. 3.2. Distribuțiile purtătorilor în dispozitivul din fig. 3.1.
a — distribuția purtătorilor în exces; *b* — distribuția electronilor; *c* — distribuția golurilor.

regiunea *2* iar concentrațiile de goluri și de electroni sînt acolo egale cu valorile corespunzătoare de la echilibru pentru că toți purtătorii injectați se recombină de îndată ce intră în regiunea *2*.

Este important de observat că axa verticală a diagramei concentrației de purtători majoritari în fig. 3.2, *b* este întreruptă. Concentrația de purtători majoritari la echilibru, n_o, este mult mai mare decît concentrația de la echilibru a purtătorilor minoritari, p_o (de obicei cu mai multe ordine de

mărime). Astfel, dacă concentrațiile de goluri și de electroni sînt trasate la aceeași scară, ca în fig. 3.2, este necesar să se suprime originea în diagrama purtătorilor majoritari. Amintim de asemenea că p' este pretutindeni mult mai mic decît n_o; aceasta rezultă din presupunerea că purtătorii minoritari au o concentrație mult mai mică decît concentrația de purtători majoritari. În consecință, variația normată a concentrației de purtători majoritari arătată în fig. 3.2 este foarte mică. Pe de altă parte, variația normată a concentrației de purtători minoritari poate fi uriașă, întrucît p' poate fi mult mai mare decît p_o.

Un exemplu numeric ușurează înțelegerea acestei diferențe. Considerăm o viteză de generare la suprafață M de 10^{17} perechi pe centimetru patrat pe secundă; aceasta corespunde aproximativ vitezei de generare produsă de lumina solară în siliciu. Presupunem că ceilalți parametri sînt:

$$\left.\begin{aligned} n_o &= 10^{16}\ \text{cm}^{-3} \\ p_o &= 10^{4}\ \text{cm}^{-3} \end{aligned}\right\} n_i = 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$$

$$D_h = 10\ \text{cm}^2/\text{s}$$

$$W = 10^{-2}\ \text{cm}$$

Curentul de electroni sau de goluri datorat generării la suprafață este, din (3.1):

$$J_h = -J_e = qM = 16\ \text{mA/cm}^2.$$

Concentrația în exces la suprafață este, din (3.12):

$$p'(0) = \frac{MW}{D_h} = 10^{14}\ \text{cm}^{-3}.$$

Această valoare a concentrației în exces trebuie comparată cu concentrațiile de la echilibru. Ea corespunde unei variații de 1% a concentrației de purtători majoritari. Astfel concentrația de purtători majoritari la suprafață este:

$$n(0) = n_o + p'(0) = 1{,}01 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}.$$

Pe de altă parte, $p'(0)$ este cu zece ordine de mărime mai mare decît p_0. Concentrația de purtători minoritari la suprafață este:

$$p(0) = p_o + p'(0) \approx 10^{14}\ \text{cm}^{-3}.$$

Observăm că p este peste tot mult mai mic decît n astfel încît presupunerea folosită pentru a obține relația (3.10) corespunde realității. Desigur, dacă M crește (prin creșterea intensității luminoase) p' ar putea deveni comparabil cu n_o și această aproximație n-ar mai fi valabilă. În asemenea condiții ar trebui rezolvată ecuația (3.6) fără a mai considera $p \ll n$.

Distribuțiile curenților, corespunzătoare distribuțiilor concentrațiilor de purtători discutate mai sus sînt arătate în fig. 3.3. Curenții sînt constanți în regiunea *1* deoarece nu apar recombinări în această regiune;

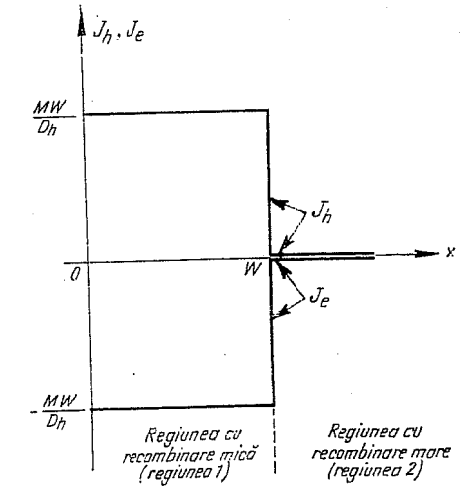


Fig. 3.3. Distribuțiile curenților în dispozitivul din fig. 3.1.

lipsa generării și recombinării în cazul unidimensional, static, studiat aici implică curenți constanți. Curenții scad la zero la marginea regiunii cu recombinare ridicată deoarece purtătorii dispar aici în perechi. În regiunea *2* curenții sînt zero pentru că nu mai există purtători care să circule în această regiune.

3.2.2. Rolul cîmpului electric

Vom folosi ecuația (3.9) pentru a evalua cîmpul electric, presupunînd încă o dată că n este mult mai mare decît p. Întrucît concentrația de purtători majoritari nu este practic afectată de purtătorii în exces, putem înlocui n prin n_o. Ecuația (3.9) devine astfel:

$$\mathcal{E}_x = M\,\frac{(D_e/D_h) - 1}{\mu_e n_o} \qquad \begin{cases} 0 < x < W \\ p \ll n \end{cases} \tag{3.13}$$

Prin urmare, cîmpul electric este independent de x în regiunea *1*. Bineînțeles, el este zero în regiunea *2* unde nu există purtători în exces și nici curenți. Dacă D_e este mai mare decît D_h, ceea ce se întîmplă atît la siliciu cît și la germaniu, cîmpul electric este pozitiv, adică este dirijat dinspre suprafața $x = 0$ înspre regiunea cu recombinare mare. Pentru valorile numerice introduse în paragraful 3.2.1 și pentru $D_e/D_h = 2$ cîmpul are o valoare de circa $1{,}2.10^{-2}$ V/cm.

Pentru a studia mai amănunțit efectele acestui cîmp electric, vom înlocui expresia sa în formulele curenților de goluri și de electroni (3.3). Substituim totodată dp'/dx din (3.10). Rezultă următoarele ecuații aproximative :

$$J_h \approx qM \frac{p}{n_0} \frac{\mu_h}{\mu_e} \left(\frac{D_e}{D_h} - 1 \right) + qM ; \qquad (3.14a)$$

$$J_e \approx qM \left(\frac{D_e}{D_h} - 1 \right) - qM \frac{D_e}{D_h} . \qquad (3.14b)$$

Primii termeni din membrul drept al acestor ecuații reprezintă curenții de drift (de antrenare); ceilalți reprezintă curenții de difuzie. Evident, componentele de difuzie ale curenților de goluri și de electroni sînt comparabile și diferă numai pentru că sînt neegali coeficienții de difuzie (gradienții fiind egali).

Componentele de antrenare ale curenților de goluri și de electroni nu sînt comparabile. Mai precis, curentul de drift de purtători minoritari conține factorul p/n_0 care trebuie să fie mic în condițiile de valabilitate ale teoriei noastre. Astfel componenta de drift a curentului de purtători minoritari este mult mai mică decît componenta de drift a curentului de purtători majoritari. Ecuația (3.14a) arată de asemenea că în curentul de purtători minoritari componenta de drift este mult mai mică decît componenta de difuzie. Cu alte cuvinte, *curentul de purtători minoritari nu este influențat considerabil de cîmpul electric*; *el este determinat de difuzie.*

Curentul de purtători majoritari este puternic influențat de cîmpul electric. Într-adevăr, termenul de drift este în general comparabil cu termenul de difuzie. Explicația fizică este foarte simplă. Dacă nu ar fi existat cîmpul, curenții de goluri și de electroni ar fi fost inegali datorită coeficienților de difuzie diferiți. *Cîmpul electric modifică circulația purtătorilor majoritari astfel încît să fie satisfăcute condițiile fizice* (adică condițiile la limită) *pe care trebuie să le îndeplinească curentul de purtători majoritari.* În acest exemplu curentul ce purtători majoritari trebuie să fie egal și de semn contrar cu curentul de purtători minoritari (pentru ca să se anuleze curentul total) și în acest scop cîmpul electric se opune difuziei de purtători majoritari, încetinind-o, fără a afecta apreciabil curgerea purtătorilor minoritari.

Un exemplu numeric este edificator. Considerăm cazul în care $D_e = 2D_h$ și deci, conform relației lui Einstein, $\mu_e = 2\mu_h$. Ecuația (3.14b) arată că pentru purtătorii majoritari termenul de drift (primul din partea dreaptă) este jumătatea termenului de difuzie. Pe de altă parte, pentru un raport al concentrațiilor $p/n = 10^{-2}$ (care corespunde situației din imediata apropiere a suprafeței la valoarea lui M considerată anterior), ecuația (3.14a) arată că termenul de drift al curentului de purtători minoritari este numai 1/200 din termenul de difuzie.

Este important să se înțeleagă natura distribuției de sarcină ce determină cîmpul electric. Considerăm cazul în care D_e este mai mare decît D_h astfel încît cîmpul este dirijat în sensul axei x. Injecția optică de perechi electroni-goluri produce o distribuție liniară a purtătorilor în exces, ca în fig. 3.2, iar purtătorii minoritari se mișcă numai prin difuzie. Dacă nu ar exista cîmpul, difuzia ar deplasa de la suprafață mai mulți electroni decît goluri; D_e este mai mare decît D_h și gradientul, constant, este același pentru goluri și pentru electroni. Purtătorii fiind generați în perechi, deplasarea mai multor electroni decît goluri va lăsa la suprafață o sarcină netă *pozitivă* în timp ce la limita dintre cele două regiuni, la $x = W$ se va acumula o sarcină *negativă*. Stratul dipolar de sarcini spațiale ce rezultă din acest dezechilibru între curgeri, stabilește un cîmp electric ce se opune curgerii purtătorilor majoritari exact atît cît să echilibreze curenții.

Deși acest exemplu s-a referit la un model fizic particular, mai multe aspecte ale rezultatelor obținute aici sînt generale și se aplică unei game largi de situații din fizica semiconductoarelor, atîta timp cît sînt valabile presupunerile din paragraful 3.1 :

1. Injecția purtătorilor în exces într-un material extrinsec dă naștere unui cîmp electric foarte slab. Acest cîmp produs de injecție influențează curgerea purtătorilor *majoritari* astfel încît să fie satisfăcute condițiile fizice impuse de structură.

2. În toate cazurile în care curentul de purtători minoritari are o valoare semnificativă în comparație cu curentul de purtători majoritari (adică ori de cîte ori curgerea purtătorilor minoritari are o contribuție importantă la curentul total), purtătorii minoritari circulă prin difuzie. În aceste situații, cîmpul produs de injecție are un efect neglijabil asupra curgerii purtătorilor minoritari. Această concluzie generală poate fi înțeleasă examinînd ecuațiile (2.23) în care curenții de goluri și de electroni sînt exprimați în funcție de componentele corespunzătoare de drift și de difuzie :

$$J_h = q \left(\mu_h p \mathcal{E}_x - D_h \frac{dp}{dx} \right);$$

$$J_e = q \left(\mu_e n \mathcal{E}_x + D_e \frac{dn}{dx} \right).$$

Evident, curenții minoritari și majoritari de difuzie sînt comparabili pentru că gradienții sînt aproximativ egali și coeficienții de difuzie sînt în mod normal de același ordin de mărime. Curenții de drift nu sînt însă comparabili; curentul de drift al purtătorilor minoritari este mai mic decît curentul de drift al purtătorilor majoritari (în raportul concentrațiilor de purtători minoritari și majoritari). În consecință, curentul de purtători minoritari poate fi comparabil cu curentul de purtători majoritari doar dacă este determinat de difuzie.

3.3. EFECTUL RECOMBINĂRII ASUPRA CURGERII

Analiza din paragrafele precedente privind distribuția și curgerea purtătorilor în structura din fig. 3.1 a fost bazată pe presupunerea că întreaga recombinare apare în regiunea *2* și nu există recombinare a purtătorilor în exces în regiunea *1*, ca o consecință a timpului de viață foarte mare de aici. Dorim acum să cercetăm consecințele unui timp de viață finit în regiunea *1*. În acest caz apar două probleme:

1. Cît de mic trebuie să fie timpul de viață pentru ca analiza din paragraful 3.2 să-și piardă valabilitatea?

2. Cum poate fi modificată analiza pentru a ține seama de recombinarea semnificativă din regiunea *1*?

3.3.1. Evaluarea pierderilor de curent prin recombinare

Dacă timpul de viață în regiunea *1* este destul de mare, aproape toți purtătorii generați optic difuzează prin această regiune fără a se recombina. Vom presupune deci că cea mai mare parte a purtătorilor traversează regiunea *1*, astfel că gradientul este aproximativ constant, avînd valoarea dată de ecuația (3.10), iar distribuția purtătorilor în exces este dată de ecuația (3.12) și vom evalua apoi numărul purtătorilor injectați care se recombină pe drum. Dacă acest număr este foarte mic, eroarea introdusă prin calculul bazat pe rezultatele obținute în lipsa recombinării este neînsemnată. Astfel acest calcul constituie în același timp o verificare a presupunerii recombinării neglijabile făcute în paragraful 3.2.

Viteza locală de recombinare în regiunea *1* este, conform ecuațiilor (2.14):

$$\mathcal{R} = \frac{p'}{\tau_1}.$$

Evident, viteza de recombinare este maximă lîngă suprafața la care apare injecția și este minimă în apropierea limitei regiunii *2* la $x = W$. Numărul

total de perechi pierdute prin recombinare, pe unitatea de suprafață în unitatea de timp, în regiunea *1*, este:

$$\int_0^W \frac{p'}{\tau_1}\, dx.$$

Astfel curentul total de goluri pe unitatea de suprafață absorbit prin recombinare în regiunea *1* este:

$$J_R = q \int_0^W \frac{p'}{\tau_1}\, dx. \tag{3.15}$$

Acest „curent de recombinare" pe unitatea de suprafață este diferența între densitatea curentului de goluri ce intră în această regiune la $x = 0$ și densitatea curentului de goluri ce părăsește regiunea la $x = W$; el reprezintă componenta curentului de goluri produs pe cale optică care alimentează recombinarea în regiunea *1*.

Integrala din ecuația (3.15) poate fi evaluată folosind distribuția purtătorilor în exces dată de ecuația (3.12). Întrucît distribuția este liniară, evaluarea integralei se reduce la calculul ariei unui triunghi cu înălțimea $p'(0) = MW/D_h$ și baza W. Rezultă:

$$J_R = \left(\frac{W^2}{2D_h \tau_1}\right) qM.$$

Produsul $D_h \tau_1$ are dimensiunea unei lungimi la pătrat. Rădăcina pătrată a acestui produs este numită *lungime de difuzie a purtătorilor minoritari* și este notată L_h. Astfel, curentul absorbit prin recombinare pe unitatea de suprafața poate fi scris:

$$J_R = \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_h}\right)^2 qM. \tag{3.16}$$

Factorul qM reprezintă însă densitatea curentului ce pătrunde în regiunea *1* la suprafața $x = 0$ unde sînt produse perechile [v. ec. (3.12)]. Astfel, fracțiunea δ_R din curentul de goluri injectate pierdută prin recombinare în regiunea *1* este:

$$\delta_R = \frac{J_R}{J_h(0)} = \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_h}\right)^2 \tag{3.17}$$

Rezultatul obținut arată că acea parte a purtătorilor injectați care dispare în regiunea *1* este determinată de relația între lățimea W a acestei regiuni și lungimea de difuzie corespunzătoare L_h. Lungimea de difuzie poate avea valori de la cîțiva microni la zecimi de centimetri. Dacă lățimea W a regiunii *1* este mică în comparație cu lungimea de difuzie L_h, fracțiunea pierdută prin recombinare din curentul total de purtători poate fi

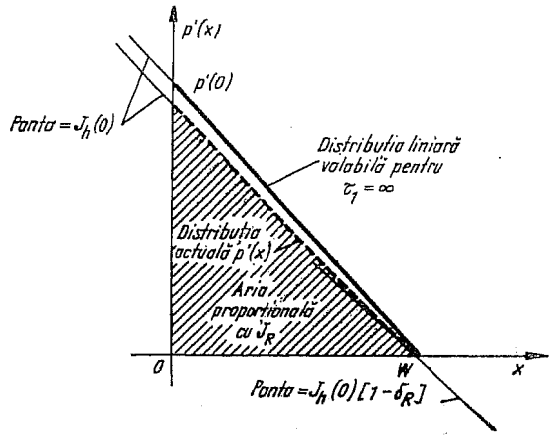


Fig. 3.4. Ilustrarea efectului recombinării asupra distribuției purtătorilor în exces.

neglijată. În acest caz sînt valabile atît analiza aproximativă prezentată în paragraful 3.2.1 cît și calculul lui J_R dezvoltat aici, deoarece distribuția de purtători se abate foarte puțin de la forma liniară din ecuația (3.12) iar integrala din ecuația (3.15) nu este sensibilă la schimbări mici în forma lui $p'(x)$. Această situație este ilustrată în fig. 3.4. Deși nu am determinat încă actuala formă pentru $p'(x)$, arătată în desen prin linie punctată, știm că ea are următoarele proprietăți:

1. Panta la $x = 0$ trebuie să fie astfel încît curentul de difuzie asociat să fie $J_h(0) = qM$.

2. Panta la $x = W$ trebuie să fie mai mică, întrucît curentul de difuzie este aici mai mic cu factorul $1 - \delta_R$.

3. Concentrația în exces trebuie să fie zero la $x = W$ pentru că timpul de viață foarte mic din regiunea *2* împiedică existența unei cantități semnificative de purtători în exces.

Curentul pierdut prin recombinare pe unitatea de suprafață, J_R, este proporțională cu aria cuprinsă sub curba distribuției de purtători în exces (aria marcată în fig. 3.4). Evident, această arie este foarte puțin diferită de aria triunghiului cu baza W și înălțimea $p'(0)$ *dacă* δ_R *este mic*.

Dacă W este o cincime din lungimea de difuzie, ecuația (3.17) arată că numai 2 % din curentul injectat este pierdut prin recombinare în regiunea *1*. În asemenea condiții vom trage concluzia că analiza din paragraful 3.2 este valabilă și că evaluarea curentului de recombinare făcută aici este destul de exactă. Dacă, pe de altă parte, lățimea regiunii *1* este egală cu lungimea de difuzie, din ecuația (3.17) rezultă că 50 % din purtători dispar în regiunea *1*. În aceste condiții nu se poate aplica teoria din paragraful 3.2. rezultatul de 50 % pentru δ_R este eronat și trebuie să ținem seama de recombinare la formularea relațiilor de continuitate sau a legilor de conservare.

3.3.2. O lege de conservare modificată

Vom formula acum o lege de conservare pentru purtători într-un semiconductor în care recombinarea are un efect de prim ordin asupra curenților. Deoarece purtătorii minoritari *nu sînt* influențați de cîmpul electric produs prin injecție și circulă numai prin difuzie, ne vom îndrepta atenția asupra purtătorilor minoritari și vom formula legea de conservare pentru ei. Ne vom referi în continuare tot la un semiconductor extrinsec de tip n.

Considerăm un element de volum paralelipipedic, cu aria transversală unitară și grosimea Δx, ca cel arătat în fig. 3.5. Concentrația de goluri în interiorul acestui element de volum nu se schimbă în timp, adică este statică. Astfel diferența între viteza cu care golurile intră în acest element de volum și viteza cu care ies trebuie să fie compensată numai de recombinarea ce apare în interior. Vom nota cu J_{hi} viteza cu care golurile intră în

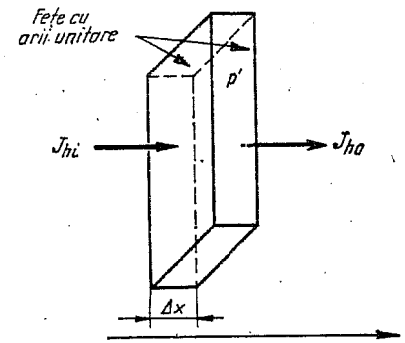


Fig. 3.5 Legea de conservare ține seama de curgerea și recombinarea purtătorilor în elementul de volum.

element prin suprafața din stînga și cu J_{ho} viteza cu care golurile părăsesc volumul prin suprafața din dreapta. Elementul este considerat suficient de subțire pentru ca să se poată aproxima în interior concentrația golurilor în exces cu p' existent în centrul elementului. În consecință, viteza totală pe unitatea de suprafață cu care golurile dispar prin recombinare este

$p' \Delta x / \tau$, unde τ reprezintă timpul de viață al purtătorilor în exces. Cu notațiile de mai sus, legea de conservare pentru goluri se scrie :

$$\frac{1}{q}(J_{hi} - J_{ho}) = \frac{p'}{\tau} \Delta x. \tag{3.18}$$

Dacă împărțim cu Δx și facem ca Δx să tindă la zero, observăm că

$$\lim_{\Delta x \to 0} \frac{J_{hi} - J_{ho}}{\Delta x} = -\frac{\mathrm{d}J_h}{\mathrm{d}x}$$

și astfel obținem

$$-\frac{1}{q}\frac{\mathrm{d}J_h}{\mathrm{d}x} = \frac{p'}{\tau}. \tag{3.19}$$

Această lege de conservare constituie relația între curentul de goluri J_h și viteza locală de recombinare, p'/τ [1]).

Cu ajutorul ecuației (3.19) putem evalua distribuția de purtători în exces exprimînd simplu densitatea curentului de goluri în funcție de concentrația în exces. Întrucît curentul de goluri minoritare circulă în principal prin difuzie și nu este influențat apreciabil de cîmpul electric produs prin injecție, putem scrie :

$$J_h \approx -q D_h \frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}x}. \tag{3.20}$$

Legea de conservare (3.19) devine așadar :

$$D_h \frac{\mathrm{d}^2 p'}{\mathrm{d}x^2} = \frac{p'}{\tau}. \tag{3.21}$$

[1]) Se observă că în cazul unui timp de viață foarte mare, ecuația (3.19) se reduce la :

$$\frac{\mathrm{d}J_h}{\mathrm{d}x} \approx 0$$

sau, altfel,

$$J_h = \text{constant}$$

care reprezintă legea de conservare aplicată în paragraful 3.2. (*NA*)

Această ecuație diferențială liniară de ordinul doi are soluții exponențiale în care lungimea caracteristică este lungimea de difuzie L_h :

$$L_h = \sqrt{D_h \tau}. \tag{3.22}$$

Soluția generală a ecuației (3.21) este deci de forma :

$$p'(x) = C_1 \mathrm{e}^{-x/L_h} + C_2 \mathrm{e}^{x/L_h} \tag{3.23}$$

în care C_1 și C_2 sînt constante de integrare. Verificarea acestei soluții poate fi făcută prin substituție directă în ecuația (3.21).

Vom calcula distribuțiile curentului și concentrațiilor în prezența unei recombinări importante considerînd structura din fig. 3.6. Această structură diferă de cea studiată în paragraful 3.2 numai prin faptul că timpul de viață este finit și uniform. Purtătorii sînt produși la suprafață, curg în bara uniform dopată prin difuzie și în cele din urmă dispar prin recombinare. În cazul de față însă recombinarea este distribuită uniform în bară în loc să fie concentrată, ca în structura din fig. 3.1.

Forma generală a distribuției golurilor în exces este dată de ecuația (3.23). Distribuția curentului de goluri va fi deci, ținînd seama de ecuația (3.20) :

$$J_h = \frac{qD_h}{L_h} C_1 \mathrm{e}^{-x/L_h} - \frac{qD_h}{L_h} C_2 \mathrm{e}^{x/L_h}. \tag{3.24}$$

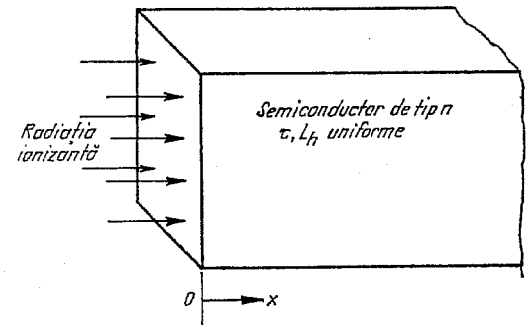


Fig. 3.6. Injecția optică într-o bară semiinfinită.

Evident, atît concentrația de goluri în exces cît și curentul de goluri trebuie să se anuleze pentru valori foarte mari ale lui x. De aceea termenul în care exponențiala crește cu distanța trebuie să se anuleze :

$$C_2 = 0. \tag{3.25}$$

În plus, curentul de goluri la $x = 0$ trebuie să fie egal cu qM — viteza cu care sarcina de goluri este generată optic. Astfel

$$C_1 = \frac{ML_h}{D_h} \tag{3.26}$$

iar distribuțiile purtătorilor în exces și curentul de goluri vor fi:

$$p'(x) = \frac{ML_h}{D_h} \cdot e^{-x/L_h}; \tag{3.27a}$$

$$J_h(x) = qMe^{-x/L_h}. \tag{3.27b}$$

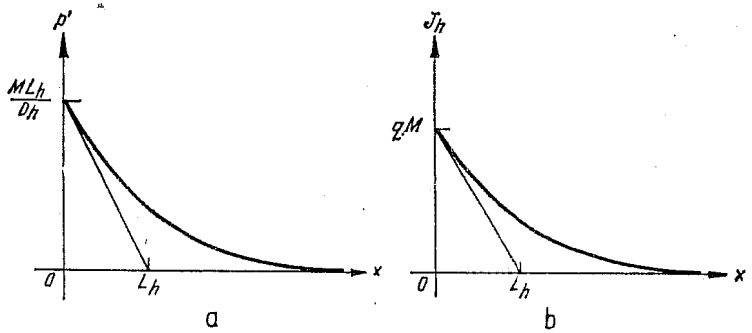


Fig. 3.7. Distribuțiile purtătorilor în exces și a curentului de purtători minoritarii în structura din fig. 3.6:
a — purtătorii în exces; *b* — curentul de goluri.

Aceste distribuții sînt trasate în fig. 3.7.

3.4. SEMICONDUCTOARE GRADATE ȘI CÎMPURI INTERNE

Vom considera acum semiconductoare în care doparea (distribuția de impurități) nu este uniformă. Ne vom limita și mai departe la cazul static, unidimensional, în care materialul este intrinsec, nivelul de injecție este mic și se menține cvasineutralitatea.[1])

3.4.1. Starea de echilibru

Dacă concentrațiile de impurități variază în lungul barei semiconductoare, concentrațiile de echilibru ale golurilor și electronilor vor varia de

[1]) Deși distribuții neuniforme de impurități pot produce abateri serioase de la neutralitate, vom amîna discutarea acestor cazuri pînă în capitolul 4 (*NA*).

asemenea, conform ecuațiilor (2.9). După cum am văzut, aceste variații ale concentrațiilor sînt asociate unui cîmp electric și unui potențial electrostatic ce variază de la punct la punct în interiorul semiconductorului. Vom studia acum mai amănunțit această situație pentru a exprima cîmpul intern în funcție de distribuția de impurități și pentru a determina dependența concentrațiilor de purtători de potențialul electrostatic de la echilibru.

În virtutea principiului echilibrului detaliat, enunțat în paragraful 2.2.1, curenții de goluri și de electroni trebuie să se anuleze separat în condiții de echilibru. Variația spațială a concentrației de impurități într-un semiconductor omogen implică existența unor gradienți ai concentrației, deci existența curenților de difuzie ai ambelor tipuri de purtători. Ca urmare, trebuie să existe un cîmp electric intern care să producă curenții de drift ce compensează acești curenți de difuzie pentru a anula fiecare curent net. Echilibrarea componentelor de drift și de difuzie poate fi exprimată din relațiile (2.23):

$$\text{(curentul de goluri)} \qquad 0 = \mu_h p_o \mathcal{E}_x - D_h \frac{dp_o}{dx}; \tag{3.28a}$$

$$\text{(curentul de electroni)} \qquad 0 = \mu_e n_o \mathcal{E}_x + D_e \frac{dn_o}{dx} \tag{3.28b}$$

Rezolvînd aceste ecuații pentru cîmpul electric și folosind relația lui Einstein [v. ec. (2.24)], obținem:

$$\mathcal{E}_x = \frac{kT}{q} \frac{1}{p_o} \frac{dp_o}{dx}; \tag{3.29a}$$

$$\mathcal{E}_x = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n_o} \frac{dn_o}{dx}. \tag{3.29b}$$

Aceste ecuații exprimă cîmpul electric intern în funcție de concentrațiile de purtători la echilibru și deci în funcție de dopare. Expresiile cîmpului intern nu sînt independente pentru că n și p nu sînt independente la echilibru. Mai precis, (2.28) impune:

$$n_o p_o = n_i^2.$$

Astfel, putem exprima dp_o/dx în funcție de dn_o/dx:

$$\frac{dp_o}{dx} = -\frac{n_i^2}{n_o^2} \frac{dn_o}{dx} \tag{3.30a}$$

sau, altfel,

$$\frac{1}{p_o}\frac{dp_o}{dx} = -\frac{1}{n_o}\frac{dn_o}{dx}. \tag{3.30b}$$

Evident, din ecuația (3.29b) obținem aceeași valoare pentru $\mathcal{E}_x$ ca și din ecuația (3.29a). Să considerăm, de exemplu, un semiconductor extrinsec de tip n cu o distribuție de donori $N_d(x)$. Din ecuația (2.9a) avem:

$$n_o \approx N_d(x)$$

și folosind (3.29b) obținem:

$$\mathcal{E}_x \approx -\frac{kT}{q}\frac{1}{N_d(x)}\frac{dN_d(x)}{dx}. \tag{3.31}$$

Cîmpul electric este legat de potențialul electrostatic ψ în felul următor:

$$\mathcal{E}_x = -\frac{d\psi}{dx}. \tag{3.32}$$

În consecință, ecuațiile (3.29) pot fi scrise:

$$d\psi = -\frac{kT}{q}\frac{dp_o}{p_o} \tag{3.33a}$$

și

$$d\psi = \frac{kT}{q}\frac{dn_o}{n_o}. \tag{3.33b}$$

Aceste ecuații pot fi integrate pentru a găsi relațiile explicite între concentrațiile de purtători la echilibru și potențialul electrostatic. Rezultă:

$$\psi = -\frac{kT}{q}\ln\frac{p_o}{p_c} \tag{3.34a}$$

și

$$\psi = \frac{kT}{q}\ln\frac{n_o}{n_c}. \tag{3.34b}$$

în care p_c și u_c sînt constante de integrare. Aceste constante depind de alegerea nivelului de referință al potențialului de referință. Este convenabil să definim potențialul în materialul *intrinsec*. Astfel, $\psi = 0$ cînd $n_o = p_o = n_i$ iar din ec. (3.34) rezultă:

$$p_c = n_c = n_i.$$

Ca urmare, ec. (3.34) pot fi scrise astfel:

$$\psi = -\frac{kT}{q}\ln\frac{p_o}{n_i} \tag{3.35a}$$

și

$$\psi = \frac{kT}{q}\ln\frac{n_o}{n_i}. \tag{3.35b}$$

Aceste ecuații, care dau potențialul electrostatic de la echilibru în funcție de concentrațiile de purtători, vor fi folosite în capitolul 4 în formă inversată:

$$p_o = n_i e^{-q\psi/kT}; \tag{3.36a}$$

$$n_o = n_i e^{-q\psi/kT}. \tag{3.36b}$$

Diferențele de potențial electrostatic depind de valorile diferite ale concentrației de impurități date de doparea gradată. Să considerăm, de exemplu, un semiconductor de tip n în care doparea este gradată, astfel încît concentrația de electroni variază de la 10^{14} cm^{-3} într-un loc la 10^{17} cm^{-3} în alt loc. Diferența de potențial între aceste puncte este, conform ecuației (3.34b):

$$\Delta\psi = \frac{kT}{q}\ln\frac{10^{17}}{10^{14}} \approx 6{,}9\,\frac{kT}{q}.$$

Întrucît kT/q este aproximativ 25 mV la temperatura camerei, această diferență de potențial este de circa 0,17 V.

Diferența de potențial între două plane depinde numai de concentrațiile în aceste plane și nu de distanța dintre ele sau de modul de variație a concentrației între cele două plane. Pe de altă parte, cîmpul electric depinde de viteza de variație a distribuției de impurități, după cum se vede din ecuația (3.31).

Un cîmp electric avînd o variație spațială implică existența unei sarcini spațiale locale, ca o consecință a legii lui Gauss. Așadar pentru a menține cîmpul electric intern la echilibru trebuie să existe abateri de la neutralitate. Un studiu atent al acestei situații mult mai complicate decît încercăm să o prezentăm, arată că devierile de la neutralitate sînt destul de mici cu condiția ca viteza de variație spațială a concentrației de impurități să nu fie prea mare.[1]) Cu alte cuvinte, cvasineutralitatea este o aproximație satisfăcătoare dacă gradientul concentrației de impurități este limitat.

Tipurile distribuțiilor de impurități care pot fi obținute în practică sînt sever limitate de tehnologia de fabricație. Este posibil să se fabrice materiale pentru care variația concentrației de impurități poate fi aproximată printr-o exponențială a poziției pe cîteva decade de concentrație. Cîmpul electric rezultat este uniform, după cum reiese din ecuația (3.31).

Ca exemplu, să considerăm un semiconductor de tip n în care densitatea de donori pentru o anumită plajă a lui x este:

$$N_d = N_o e^{x/a}.$$

[1]) Acest subiect este dezvoltat în referința bibliografică [2. 1], capitolul 4 (*NA*).

Cîmpul electric va fi, din ec. (3.31),

$$\mathcal{E}_x = -\frac{kT}{qa}.$$

Lungimea caracteristică a este distanța pe care concentrația de purtători se schimbă cu un factor e $\approx 2{,}7$. Dacă luăm valoarea acestui parametru 10^{-3} cm, cîmpul electric intern va avea valoarea 25 V/cm.

3.4.2. Circulația purtătorilor minoritari [1)]

Vom cerceta acum circulația purtătorilor în exces injectați într-un semiconductor în care gradientul concentrației de impurități produce un cîmp electric intern. Purtătorii în exces pot fi introduși prin mecanisme multiple; un exemplu este injecția optică, ca în fig. 3.6. Acum însă nu mai este valabil faptul că purtătorii minoritari circulă doar prin difuzie.

Pentru acest studiu este necesar să facem o distincție netă între cîmpul electric la echilibru, pe care îl vom nota cu $\mathcal{E}_{xo}$, și perturbațiile acestui cîmp datorate injecției, pe care le vom nota cu $\mathcal{E}_{xi}$. Astfel cîmpul total este:

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_{xo} + \mathcal{E}_{xi}. \tag{3.37}$$

Vom folosi notațiile uzuale pentru concentrația de la echilibru și pentru concentrația de purtători în exces observînd că ambele depind în acest caz de poziție.

Folosind ecuațiile (2.23) și notațiile de mai sus, putem scrie expresiile curenților de goluri și de electroni într-un material de tip n:

$$J_h = q\,\mu_h\,(p_o + p')\,(\mathcal{E}_{xo} + \mathcal{E}_{xi}) - qD_h\left(\frac{dp_o}{dx} + \frac{dp'}{dx}\right); \tag{3.38a}$$

$$J_e = q\mu_e n_o\,(\mathcal{E}_{xo} + \mathcal{E}_{xi}) + qD_e\left(\frac{dn_o}{dx} + \frac{dp'}{dx}\right). \tag{3.38b}$$

Am folosit aproximațiile de cvasineutralitate ($p' \approx n'$) și de nivel mic de injecție ($n \approx n_0$). Din membrul drept al ecuațiilor (3.38) pot fi scoase

[1)] Într-un studiu introductiv acest pragraf poate fi omis fără a se pierde continuitatea. (*NA*)

expresiile termenilor de drift și de difuzie care se echilibrează, conform (3.28) (scrise acum cu notațiile p_o, n_o și $\mathcal{E}_{xo}$). Relațiile devin:

$$J_h = q\,\mu_h\,(p_o + p')\,\mathcal{E}_{xi} + q\mu_h\,p'\,\mathcal{E}_{xo} - qD_h\frac{dp'}{dx}; \tag{3.39a}$$

$$J_e = q\mu_e\,n_o\,\mathcal{E}_{xi} + qD_e\frac{dp'}{dx} \tag{3.39b}$$

Evident, ultimii termeni în aceste ecuații, care exprimă curgerea purtătorilor în exces prin difuzie, sînt comparabili; gradienții sînt identici iar coeficienții de difuzie pentru goluri și pentru electroni nu diferă mult. Primii termeni, ținînd seama de componentele de drift datorate cîmpului produs prin injecție, sînt foarte diferiți. Componenta de drift a purtătorilor minoritari este mult mai mică decît cea a purtătorilor majoritari pentru că p este mult mai mic decît n_o. Interesează situația în care curentul de purtători minoritari este comparabil cu cel de purtători majoritari sau cu curentul total injectat. Din cele spuse mai înainte rezultă că pentru a fi comparabili, curentul de purtători minoritari trebuie să fie determinat de o combinație a ultimilor doi termeni din ecuația (3.39a). Cu alte cuvinte, *cîmpul produs prin injecție $\mathcal{E}_{xi}$ are un efect neglijabil asupra curgerii purtătorilor minoritari.* Cîmpul electric intern $\mathcal{E}_{xo}$ poate influența considerabil curgerea purtătorilor minoritari, după cum rezultă din (3.39a).

Curentul de purtători minoritari ce rezultă din injecție poate fi scris deci:

$$J_h \approx q\mu_h p'\,\mathcal{E}_{xo} - qD_h\frac{dp'}{dx}. \tag{3.40}$$

Astfel, chiar dacă componenta de drift a purtătorilor minoritari este importantă, curentul depinde liniar de concentrația în exces p'. În consecință, cînd această relație este substituită în legea de conservare dată de (3.19) rezultă o ecuație diferențială liniară.

Deși în studiul din acest paragraf am considerat un semiconductor gradat avînd un cîmp electric intern, concluziile principale se pot aplica și unui semiconductor omogen în care cîmpul electric este generat de sarcini din afara semiconductorului. De exemplu, va exista cîmp electric într-o bară semiconductoare atunci cînd un curent electric este forțat să circule prin bară de către o diferență de potențial aplicată între capetele acesteia. Dacă în acest semiconductor sînt injectați purtători în exces (de exemplu pe cale optică), curgerea purtătorilor *minoritari* va fi influențată neglijabil de perturbarea cîmpului produsă de injecție. Curentul de purtători minoritari poate fi calculat presupunînd că aceștia circulă prin difuzie și *se deplasează prin drift în cîmpul care exista înaintea injecției.*

3.5. REZUMAT ASUPRA CONSIDERAȚIILOR DE CURGERE

Două idei principale au fost dezvoltate în acest capitol. Ambele sînt esențiale pentru studiul ce urmează privind comportarea dispozitivelor semiconductoare.

În primul rînd, analiza oricărei probleme în care intervin distribuția și curgerea purtătorilor în exces trebuie să înceapă cu enunțarea explicită a ecuațiilor de continuitate (legilor de conservare) pentru acești purtători în exces. În situațiile unidimensionale în care distribuțiile sînt *statice* iar curgerea are loc *în regim staționar*, legea de conservare exprimă echilibrul între circulația purtătorilor și recombinare. Dacă există o curgere netă înspre o regiune, ea trebuie să fie compensată de recombinarea în acea regiune. Dacă în situația unidimensională recombinarea este neglijabilă, atunci curgerea trebuie să fie uniformă, adică curentul trebuie să fie constant.

În al doilea rînd, în toate situațiile în care materialul este *extrinsec*, *nivelul de injecție este mic* și se menține *cvasineutralitatea*, este extraordinar de avantajos să ne îndreptăm atenția asupra purtătorilor minoritari. Avantajul apare pentru că injecția de purtători în exces produce întotdeauna un cîmp electric sau perturbă cîmpul existent. Aceste perturbații modifică curgerea purtătorilor *majoritari* pentru a realiza condițiile fizice impuse, în timp ce curgerea purtătorilor *minoritari* nu este influențată apreciabil de cîmpul produs prin injecție și purtătorii minoritari circulă ca și cum cîmpul ar avea valoarea anterioară injecției de purtători în exces.

Odată determinată distribuția purtătorilor în exces pe baza legii de conservare privind purtătorii minoritari, soluția completă a problemei apare imediat. Distribuția purtătorilor în exces conduce direct la distribuția de goluri și de electroni și la curentul de purtători minoritari. Condițiile fizice impuse de structură conduc apoi la evaluarea curentului de purtători majoritari și a cîmpului electric.

PROBLEME

P 3.1 Să se verifice ecuațiile (3.7) și (3.9).

P 3.2 Folosind valorile numerice introduse în paragraful 3.2.1 și presupunînd $D_e = 3D_h$, să se calculeze *la suprafața frontală* ($x = 0$) termenii de la numărător și de la numitor din ecuațiile (3.7) și (3.9) și să se arate că valorile aproximative date de ecuațiile (3.10) și (3.13) sînt valabile.

P 3.3 O structură similară celei desenate în fig. 3.1 este uniform dopată cu *acceptori* și are o concentrație de purtători majoritari la echilibru de 10^{17} cm^{-3}. Coeficientul de difuzie pentru *electroni* este 50 cm^2/s și lățimea regiunii cu recombinare scăzută este 5.10^{-3} cm.

a) Care este valoarea maximă a vitezei de generare de suprafață M pentru care concentrația de purtători majoritari nu este perturbată cu mai mult de 1%? Să se specifice unitățile de măsură.

(*b*) Care este valoarea corespunzătoare a densității curentului de electroni sau de goluri la suprafață? Să se specifice unitățile.

(*c*) Dacă radiația care produce această injecție este monocromatică, cu o energie a fotonilor de 1,4 eV și este total absorbită, care este densitatea puterii radiante corespunzătoare? Să se specifice unitățile.

(*d*) Dacă $D_h/D_e = 1/2$, care este valoarea corespunzătoare a diferenței de potențial electrostatic între suprafața frontală iluminată și interfața de la $x = W$? Se consideră $kT/q = 25$mV.

Răspunsuri: (*a*) 10^{19} cm^{-2} s^{-1}; (*d*) 0,25 mV.

P 3.4 O structură similară celei arătate în fig. 3.1 este uniform dopată cu donori avînd o concentrație de 10^{16} cm^{-3}. Coeficientul de difuzie pentru purtătorii minoritari este $D_n = 10$ cm^2/s, iar lățimea regiunii cu recombinare scăzută este $W = 5.10^{-3}$ cm. Densitatea curentului de goluri produs pe cale optică este 50 mA/cm^2.

(*a*) Care este viteza pe unitatea de suprafață cu care sînt produse perechile la suprafață? Dacă presupunem că producerea perechilor are loc într-un strat avînd adîncimea de 10^{-5} cm, care este aproximativ numărul de legături covalente din acest strat care sînt rupte în fiecare secundă pentru a produce perechile?

(*b*) Care este concentrația în exces corespunzătoare, la suprafață?

(*c*) Care este variația procentuală a concentrației de purtători majoritari la suprafață? Dar a purtătorilor minoritari? (Presupunem $n_i = 10^{10}$ cm^{-3}).

Răspunsuri: (*a*) $M \approx 3.10^{17}$ cm^{-2} s^{-1}; (*b*) $p'(0) \approx 1{,}5.10^{14}$ cm^{-3}.

P 3.5 Regiunea cu recombinare scăzută a structurii uniform dopate, cu trei straturi, arătată în fig. 3.8 este iluminată într-o parte de către un fascicul subțire, cu raze paralele, dintr-o radiație ionizantă. Presupunînd că această radiație injectează perechi uniform în planul $x = x_1$, notăm viteza de generare cu M (perechi pe unitatea de arie în unitatea de timp).

(*a*) Să se calculeze și să se traseze grafic concentrația de purtători în exces $p'(x)$ pentru $0 < x < 2a + W$. Se va introduce (și se va defini) orice parametru fizic care este necesar pentru această analiză.

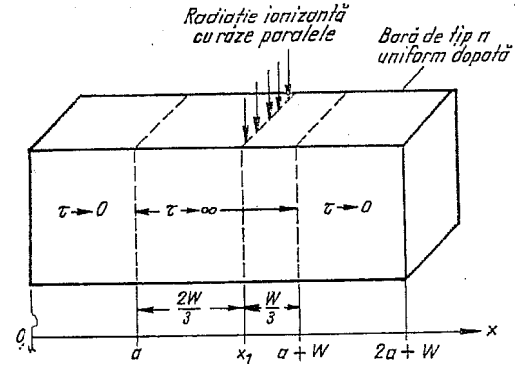


Fig. 3.8 Structură cu trei straturi.

(*b*) Folosind rezultatul de la (*a*) să se traseze grafic concentrațiile de goluri și de electroni.

(*c*) Să se calculeze și să se traseze grafic densitățile curenților de goluri și de electroni în întreaga lungime a barei.

P 3.6 Să se deducă o lege de conservare pentru purtătorii *majoritari*, analogă ecuației (3.19). (Se consideră un material de tip n).

P 3.7 Această problemă se referă la o structură similară celei arătate în fig. 3.1. Singura diferență este că timpul de viață τ_1 în regiunea *1* este finit. Astfel legea de conservare în această regiune este dată de ecuația (3.21), iar soluția generală corespunzătoare pentru concentrația de purtători în exces este dată de ecuația (3.23).

(*a*) Care este condiția la limită la $x = 0$?
(*b*) Care este condiția la limită la $x = W$?
(*c*) Să se arate că în regiunea *1* concentrația de purtători în exces este de forma:

$$p'(x) = A \operatorname{sh}\left(\frac{W - x}{L_h}\right) \quad ; \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_1}$$

și să se găsească A. Să se traseze grafic acest rezultat.

(*d*) Să se arate că rezultatul obținut la (*c*) se reduce la dependența liniară din ecuația (3.12) dacă τ_1 devine foarte mare.

P 3.8 Această problemă se referă la o structură similară celei arătate în fig. 3.1. Singura diferență este că timpul de viață τ_2 în regiunea *2* este nenul. În consecință, legea de conservare în această regiune este dată de ecuația (3.21) iar soluția generală corespunzătoare pentru concentrația de purtători în exces este dată de (3.23).

(*a*) Care este condiția la limită pentru valori mari ale lui x? Ce condiție trebuie deci să îndeplinească constantele de integrare în ecuațiile (3.23)?

(*b*) Să se arate că densitatea curentului de goluri care traversează planul $x = W$ este proporțională cu concentrația de purtători în exces din acest plan și să se calculeze constanta de proporționalitate.

(*c*) Să se arate că dacă τ_2 devine foarte mic, relația găsită la (*b*) se reduce la $p'(0) = 0$.

P 3.9 Această problemă se referă tot la structura din fig. 3.1 și se bazează pe rezultatele obținute în problemele P 3.7 și P3.8. Presupunem că ambele regiuni sînt caracterizate de un același coeficient de difuzie pentru purtătorii minoritari, D_h dar au timpi de viață *diferiți* (finiți, nenuli), τ_1 și τ_2.

(*a*) Să se specifice forma generală a concentrației de purtători în exces în fiecare regiune.

(*b*) Găsiți condițiile la limită ce determină constantele în aceste forme generale (fără a afla constantele).

P 3.10 O bară dintr-un semiconductor omogen de tip p este iluminată cu un fascicul cu raze paralele dintr-o radiație ionizantă, după cum se arată în fig. 3.9. Bara este caracterizată de un coeficient de difuzie al purtătorilor minoritari D_e și o lungime de difuzie L_e. Presupunem

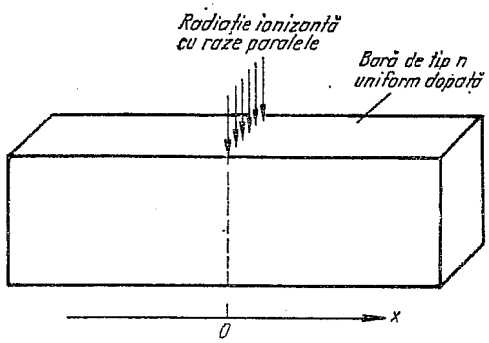


Fig. 3.9. O bară omogenă de tip n cu generare optică.

că perechile sînt generate uniform în tot planul $x = 0$ cu viteza M (perechi pe unitatea de arie în unitatea de timp). Presupunem de asemenea că lungimea barei este de cîteva ori lungimea de difuzie.

(*a*) Să se determine distribuția purtătorilor în exces în bară. Să se traseze grafic rezultatul.

(*b*) Să se determine densitățile curenților de goluri și de electroni. Să se traseze grafic rezultatul.

P 3.11. Această problemă se referă la structura introdusă în problema 3.10 și ilustrată în fig. 3.9 Presupunem că între contactele de la capetele barei se aplică o tensiune care generează

după direcția x un cîmp electric uniform de amplitudine $\mathcal{E}_{x0}$. Toate celelalte condiții sînt specificate în problema P 3.9. Să se repete (*a*) și (*b*) în prezența cîmpului electric.

P 3.12 Această problemă se referă la structura introdusă în fig. 3.1. Regiunea *1* are recombinare neglijabilă ($\tau_1 \to \infty$) iar regiunea *2* are un timp de viață atît de mic încît concentrațiile de purtători în exces sînt nule în această regiune. În loc să fie uniform dopată, bara are o distribuție exponențială a impurităților în toată regiunea *1*, de forma:

$$N_a = N_0 e^{-x/a}$$

Purtătorii în exces sînt injectați în perechi la $x = 0$ cu viteza M perechi pe unitatea de suprafață în unitatea de timp.

(*a*) Care este cîmpul electric în regiunea *1* la echilibru?

(*b*) Să se determine distribuția de purtători în exces în regiunea *1*. Să se traseze grafic rezultatul.

(*c*) Presupunem că regiunea *1* are un timp de viață mare dar finit τ_1. Care este numărul purtătorilor injectați ce se recombină în această regiune? Să se compare rezultatul cu (3.17) care se aplică pentru dopare uniformă.

P 3.13 Această problemă tratează o lege de conservare valabilă atunci cînd concentrațiile de purtători în exces variază în timp. Se consideră situația unidimensională în care nivelul de injecție este mic, astfel încît purtătorii minoritari nu sînt influențați de cîmpul produs prin injecție.

(*a*) Observînd că viteza (pe unitatea de suprafață) cu care crește numărul de goluri într-un strat de grosime Δx este $(dp'/dt)\Delta x$, să se deducă o lege de conservare analogă celei din ecuația (3.18).

(*b*) Să se arate că, pentru Δx tinzînd către zero, această lege de conservare se reduce la:

$$-\frac{1}{q}\frac{\partial J_h}{\partial x} = \frac{p'}{\tau} + \frac{dp'}{dt}.$$

CAPITOLUL 4

ELECTRONICA FIZICĂ A DIODEI CU JONCŢIUNE

CAPITOLUL 4

ELECTRONICA FIZICĂ A DIODEI CU JONCȚIUNE

4.1. Introducere

4.2. Joncțiunea *pn*

4.2.1. Condiții de echilibru
4.2.2. Joncțiunea *pn* în afara echilibrului
4.2.3. Circulația curentului în joncțiunea *pn*
4.2.4. Concentrațiile de purtători la marginile regiunii de sarcină spațială

4.3. Un model fizic pentru joncțiunea *pn*

4.3.1. Distribuția și curgerea purtătorilor minoritari
4.3.2. Caracteristica curent-tensiune a diodei cu joncțiune
4.3.3. Dependența de temperatură a ecuației idealizate a diodei

4.4. Comportarea dinamică a joncțiunii *pn*

4.4.1. Stocări de sarcină în regiunea de sarcină spațială
4.4.2. Stocări de sarcină în regiunile neutre

4.5. Structuri de diode cu joncțiune

4.5.1. Contacte și joncțiuni metal-semiconductor.
4.5.2. Caracteristici statice curent-tensiune

4.6. Fotodiode cu joncțiune

Bibliografie

Probleme

4

Electronica fizică a diodei cu joncțiune

4.1. INTRODUCERE

Majoritatea dispozitivelor semiconductoare active au una sau mai multe *joncțiuni pn*, adică regiuni ale semiconductorului în care o distribuție neuniformă de impurități produce o trecere abruptă de la un material de tip p la un material de tip n. Structura fizică a unei joncțiuni *pn* este arătată în fig. 4.1, *a*. Într-o regiune de tip p, impuritățile acceptoare determină concentrația de goluri să depășească concentrația de electroni. Într-o regiune de tip n impuritățile donoare fac să predomine concentrația

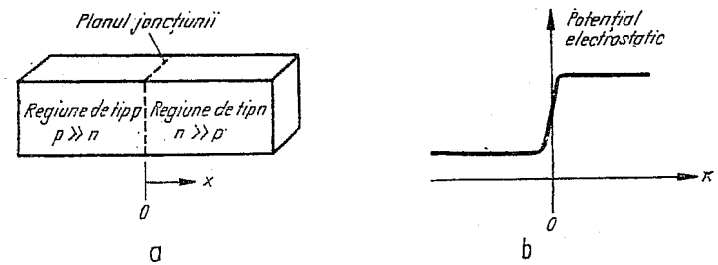


Fig. 4.1. Dezechilibrul concentrațiilor de purtători la joncțiune *pn* dă naștere unei bariere de potențial electrostatic:
a — structura fizică; *b* — bariera de potențial la echilibru.

de electroni. Ca urmare, în apropierea planului joncțiunii există gradienți ai concentrației de goluri și de electroni. Acești gradienți sînt astfel orientați încît golurile tind să difuzeze din regiunea de tip p în regiunea de tip

n, în timp ce electronii tind să difuzeze în sens invers. Totuși, la echilibru, electronii și golurile nu circulă permanent prin joncțiune pentru că există o diferență de potențial sau *barieră de potențial* lîngă planul joncțiunii, cum se arată în fig. 4.1, *b*. Cîmpul electric asociat barierei de potențial este orientat dinspre regiunea de tip n înspre regiunea de tip p: astfel el se opune tendinței de difuzie corespunzătoare gradienților concentrațiilor și împiedică (la echilibru) atît circulația electronilor cît și cea a golurilor.

Putem să ne închipuim că bariera de potențial provine din dezechilibrul de sarcină cauzat de difuzia purtătorilor prin planul joncțiunii, astfel încît regiunea de tip n se încarcă pozitiv în raport cu regiunea de tip p. Dezechilibrul de sarcină rezultat trebuie să fie însoțit de o diferență de potențial între cele două regiuni și această diferență sau barieră de potențial reduce la zero curgerea netă de sarcini cînd se ajunge la echilibru. Așadar difuzia de purtători prin joncțiune, dinspre partea în care sînt majoritari înspre partea în care sînt minoritari, este un proces ce se autolimitează.

Să examinăm acum cazul cînd se aplică o tensiune între terminalele joncțiunii. Considerăm întîi o polaritate a tensiunii aplicate ce face regiunea de tip n mai pozitivă decît regiunea de tip p, adică *mărește* înălțimea barierei de potențial. O tensiune ce mărește înălțimea barierei de potențial este numită *tensiune de polaritate inversă*. Joncțiunea conduce foarte slab în sens invers, în primul rînd pentru că golurile din regiunea de tip p și electronii din regiunea de tip n, unde sînt respectiv purtători majoritari, nu sînt capabili să depășească bariera de potențial crescută și, în al doilea rînd,pentru că sînt foarte puțini purtători minoritari disponibili în cele două regiuni pentru a se mișca în sens invers, *în josul* barierei. De aceea, circulația curentului este neglijabilă în circuitul exterior prin care este aplicată tensiunea, și joncțiunea poate fi aproximată printr-un circuit deschis.

O tensiune externă de polaritate opusă celei descrise mai sus este numită *tensiune directă*. O tensiune de polaritate directă face regiunea de tip n mai puțin pozitivă decît regiunea de tip p, deci *reduce* înălțimea barierei de potențial la joncțiune. Această reducere a barierei de potențial permite curgerea purtătorilor dinspre regiunile unde sînt în majoritate spre regiunile unde sînt în minoritate. Circulația aceasta este menținută de generarea de purtători la contactele aplicate regiunilor în care purtătorii respectivi sînt majoritari și de recombinarea acestor purtători acolo unde sînt în minoritate. Joncțiunea conduce bine în sens direct pentru că există mulți purtători capabili să suporte circulația curentului în acest sens.

Asimetria comportării electrice, distribuțiile interne de purtători și circulațiile asociate lor stau la baza celor mai multe dintre proprietățile diodelor cu joncțiune, proprietăți care le fac utile în circuitele electronice. Din această cauză vom examina în continuare mai detaliat structura de bază. Scopul urmărit este dublu. Dorim, în primul rînd, să se înțeleagă

comportarea fizică internă a diodelor cu joncțiune. [1]) În al doilea rînd, dorim să descriem caracteristica lor externă și să dezvoltăm modele de circuit care să reproducă o asemenea caracteristică. Vom amîna discuția despre metodele de fabricare a joncțiunilor pn și a dispozitivelor cu joncțiuni, întreptîndu-ne atenția numai asupra proprietăților joncțiunii.

4.2. JONCȚIUNEA pn

O joncțiune pn apare ori de cîte ori concentrația de impurități se schimbă pe o distanță suficient de mică de la o majoritate de impurități donoare la o majoritate de acceptoare. În asemenea condiții se formează o regiune în care concentrațiile de purtători mobili sînt mult mai mici decît concentrațiile de impurități imobile și există abateri locale de la neutralitatea electrică, însoțite de cîmpuri electrice intense. Comportarea tipică joncțiunilor pn este o consecință a acestor abateri de la neutralitate.

În siliciu și germaniu schimbarea concentrației de impurități trebuie să se facă pe o distanță nu mai mare de circa 10^{-5} cm pentru a se produce o joncțiune pn. Dacă schimbarea apare mai lent, nu vor avea loc abateri importante de la neutralitate și structura se va comporta ca un conductor cu două tipuri de purtători în care concentrația de purtători variază de la punct la punct. Circulația sarcinilor în asemenea structuri gradate a fost discutată în paragraful 3.4.

Considerăm o joncțiune pn idealizată în care schimbarea concentrației de impurități apare *abrupt*, cum se arată în fig. 4.2, *a*. În această schiță am trasat în funcție de distanță concentrația netă de impurități N, definită în felul următor:

$$N = N_d - N_a. \tag{4.1}$$

În conformitate cu această definiție, N este pozitiv în materiale de tip n ($N_d > N_a$) și negativ în materiale de tip p ($N_d < N_a$). Sarcina netă de impurități imobile este, evident, qN. Notăm valorile concentrației nete de impurități în regiunile omogene de tip p și de tip n prin $-N_A$ și respectiv N_D.

4.2.1. Condiții de echilibru

În regiunea de tip p, departe de joncțiune, concentrația de goluri la echilibru p_{po} este mult mai mare decît concentrația corespunzătoare de electroni la echilibru, n_{po}. La valori tipice pentru N_A, raportul p_{po}/n_{po} poate

[1]) Electronica fizică a diodelor cu joncțiune este dezvoltată mai detaliat în [4.1] și [4.2] (*NA*).

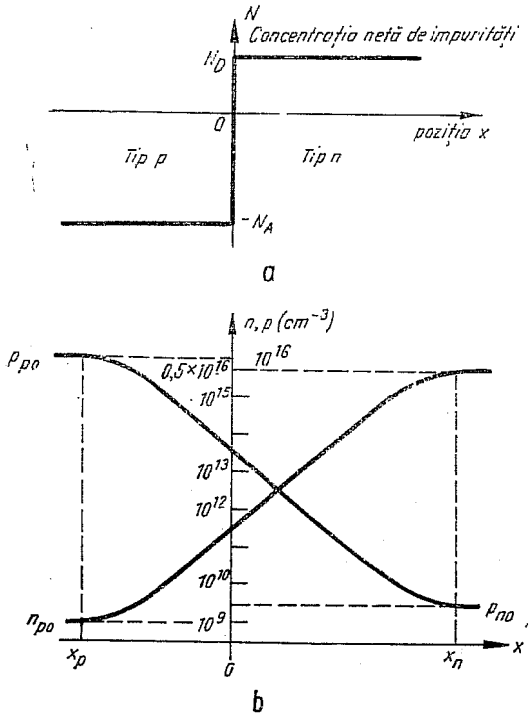


Fig. 4.2. Concentrațiile de impurități și concentrațiile de purtători în apropierea unei joncțiuni *pn* la echilibru. Coordonata poziției este normală la planul joncțiunii: *a* — distribuția de impurități la o joncțiune abruptă; *b* — concentrațiile de purtători la echilibru.

ajunge la 10^8 sau 10^{10}, după cum am văzut în capitolul 2. Similar, în regiunea de tip *n*, departe de joncțiune, raportul dintre concentrația purtătorilor majoritari și concentrația purtătorilor minoritari, n_{no}/p_{no}, poate fi de asemenea foarte mare. Evident, în apropierea joncțiunii ambele concentrații de purtători trebuie să se schimbe total, cum se vede în fig. 4.2, *b* (observăm că axa ordonatelor are o scară logaritmică). Valorile numerice din figură se aplică unui semiconductor în care $n_i^2 = 10^{25}$ cm^{-6}, $N_D = 5.10^{15}$ cm^{-3} și $N_A = 10^{16}$ cm^{-3}.

La echilibru, fiecare dintre curenții de goluri și de electroni este nul.[1]) Gradienții concentrației de purtători asociați trecerii de la tipul *p* la tipul

[1]) Facem observația că nu este suficient să se anuleze la echilibru curentul total, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_h + \mathbf{J}_e$; curenții de goluri și de electroni trebuie să se anuleze separat. Această condiție apare din principiul echilibrului detaliat, care cere ca fiecare proces fizic identificabil (deci curgerea golurilor și curgerea electronilor) să se autoechilibreze independent în condiții de echilibru, după cum s-a arătat în paragraful 2.2.1. (*NA*)

n sînt „echilibrați" în ceea ce privește circulația de purtători de către un cîmp electric dirijat către regiunea de tip *p*. Conform ecuației (2.32), cîmpul electric și gradienții concentrației sînt legați prin relațiile:

$$(\text{curentul de goluri})\ \mu_h p \mathcal{E}_x - D_h \frac{dp}{dx} = 0; \tag{4.2a}$$

$$(\text{curentul de electroni})\ \mu_e n \mathcal{E}_x + D_e \frac{dn}{dx} = 0, \tag{4.2b}$$

deoarece densitățile de curent trebuie să fie peste tot zero în condiții de echilibru.

După cum s-a văzut în paragraful 4.1, cîmpul electric în apropierea joncțiunii este asociat unei bariere de potențial electrostatic. Distribuția de potențial, avînd un gradient negativ egal cu cîmpul electric, este astfel încît regiunea de tip *n* se găsește la un potențial pozitiv față de regiunea de tip *p*, cum se arată în fig. 4.3. La echilibru această barieră de potențial împiedică curgerea golurilor și electronilor din regiunile unde sînt în majoritate spre regiunile unde sînt în minoritate.

La fel ca în analiza situației de echilibru într-un semiconductor neomogen prezentată în paragraful 3.4.1, mărimea barierei de potențial poate fi calculată cu ajutorul ecuației (4.2) care exprimă echilibrul între drift și

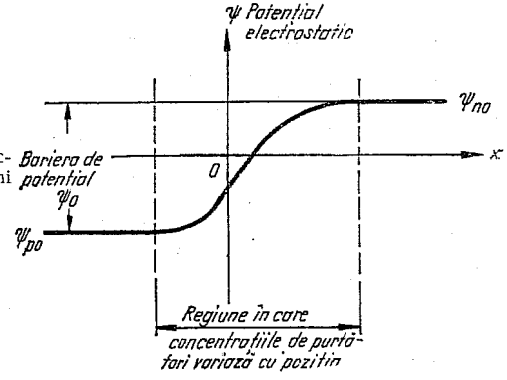


Fig. 4.3. Distribuția potențialului electrostatic în apropierea unei joncțiuni *pn* la echilibru

difuzie. Mai precis, introducînd potențialul electrostatic ψ cu ajutorul relației (3.32) și integrînd ecuația rezultată obținem ecuațiile (3.36) care leagă concentrațiile de purtători într-un punct, de potențialul electrostatic din acel punct:

$$p_o = n_i e^{-q\psi/kT}; \tag{4.3a}$$

$$n_o = n_i e^{+q\psi/kT}. \tag{4.3b}$$

Am notat concentrațiile de purtători la echilibru în regiunea de tip n prin n_{no} și p_{no}; potențialul corespunzător, pozitiv, va fi ψ_{no}. Concentrațiile în regiunea de tip p sînt p_{po} și n_{po} iar potențialul, negativ, va fi ψ_{po}. Astfel, dacă notăm înălțimea barierei de potențial prin ψ_0, cum se arată în fig. 4.3, și observăm că ψ_0 este

$$\psi_0 = \psi_{no} - \psi_{po} \tag{4.4}$$

avem, din ecuațiile (4.3):

$$\frac{p_{no}}{p_{po}} = e^{-q\psi_0/kT} \tag{4.5a}$$

și

$$\frac{n_{po}}{n_{no}} = e^{-q\psi_0/kT}. \tag{4.5b}$$

Pentru valori tipice ale concentrației de impurități și ale concentrației intrinseci de purtători, bariera de potențial la echilibru este de ordinul cîtorva zecimi de volt.

Situația de echilibru și existența barierei de potențial pot fi explicate de asemenea în funcție de energia cinetică a purtătorilor în ambele părți ale barierei. Acești purtători, care se găsesc la echilibru termic în raport cu mediul înconjurător, au o energie cinetică ce variază aleator. Energia medie a ansamblului de purtători este o cantitate definită, proporțională cu temperatura. Această *energie termică medie* poate fi calculată cu ajutorul metodelor mecanicii statistice. O parte din purtători au, într-un moment oarecare de timp, o energie cinetică mai mare decît energia termică medie; alții au o energie cinetică mai mică decît energia medie. Numărul de purtători ce au energii cuprinse între două limite date este de asemenea o cantitate definită care poate fi determinată pe baza mecanicii statistice.

Dacă, de exemplu, ne fixăm atenția asupra golurilor, toți purtătorii minoritari din regiunea de tip n (goluri) se găsesc din punct de vedere energetic într-o situație favorabilă pentru a curge în josul barierei de potențial în regiunea de tip p; energia potențială este aici mai scăzută. Pe de altă parte, golurile majoritare din regiunea de tip p se găsesc într-o situație nefavorabilă din punct de vedere energetic pentru a curge în sus, peste bariera de potențial și numai o mică parte din aceste goluri au energie suficientă pentru a depăși bariera transformînd în acest proces energia lor cinetică în energie potențială. Cu cît este mai mare înălțimea barierei, cu atît mai mică este acea parte a golurilor majoritare ce au energie suficientă pentru a o depăși. În condiții de echilibru, înălțimea ψ_0 a barierei de potențial are exact valoarea pentru care concentrația golurilor majoritare avînd energie cinetică suficientă pentru a escalada bariera egalează concentrația golurilor minoritare din cealaltă parte a joncțiunii. Astfel

există un echilibru și nu apare o circulație netă de goluri prin joncțiune. Un echilibru similar se menține simultan pentru electroni.[1])

Distribuția energetică ce se aplică în această situație este numită *distribuție Maxwell-Boltzmann.*[2]) Întrucît ecuațiile (4.4) pot fi deduse direct din această distribuție, rapoartele concentrațiilor de purtători sînt adesea numite *relații Boltzmann.*

Înălțimea ψ_0 a barierei de potențial la echilibru este cunoscută și sub numele de *potențial de contact* asociat joncțiunii celor două semiconductoare diferite. Potențiale de contact apar ori de cîte ori vin în contact conductoare diferite; ele au rolul de a opri difuzia de purtători majoritari prin joncțiunea astfel formată.

O examinare atentă a figurii 4.2 arată că există o regiune cu sarcină spațială diferită de zero în apropierea unei joncțiuni pn la echilibru. În particular, dacă variațiile concentrației de purtători arătate în fig. 4.2, *b* sînt trasate la scară liniară pe ordonată (fig. 4.4, *a*), se vede clar că în aproape toată regiunea dintre planele notate -1 și $+1$, concentrațiile de electroni și de goluri sînt mici în comparație cu mărimea concentrației nete de impurități, N. Prin urmare, în această regiune există o densitate de sarcină spațială care este aproximativ qN. Forma generală a distribuției de sarcină este arătată în fig. 4.4, *b* prin linie continuă. Trecerea gradată spre $\rho = 0$ în ambele extremități ale acestei distribuții este dată de concentrația de purtători de sarcină mobili. Regiunea în care există o sarcină spațială importantă este numită de obicei *regiune* (strat) *de sarcină spațială.*

Distribuția sarcinii spațiale la o joncțiune pn reprezintă un *strat dipolar*; cu alte cuvinte, cantitatea de sarcină negativă neneutralizată ce se găsește în zona de tip p este egală cu sarcina pozitivă din zona de tip n. Aceasta apare ca o cerință a faptului că în afara regiunii cu sarcină spațială nenulă cîmpul electric se anulează. Cîmpul electric pornește de pe sarcinile pozitive din zona n a stratului dipolar și se termină pe sarcinile negative din cealaltă jumătate, cum se arată în fig. 4.4, *c*.

Relația între sarcina spațială și cîmpul electric este dată de legea lui Gauss care poate fi scrisă în forma integrală:

$$\int_V \frac{\rho}{\varepsilon}\, dV = \oint_S \mathcal{E}_n\, dS \tag{4.6a}$$

unde S reprezintă suprafața ce închide volumul V, ε reprezintă permitivitatea dielectrică a semiconductorului și $\mathcal{E}_n$ este componenta normală (dirijată spre exterior) a cîmpului electric ce traversează S. Conform notației noastre anterioare, ρ reprezintă densitatea de sarcină din interiorul volumului V. Legea lui Gauss poate fi pusă într-o formă simplă pentru

[1]) Echilibrul simultan, cerut de principiul echilibrului detaliat, este posibil pentru că golurile și electronii se supun aceloraşi legi ale mecanicii statistice și au aceeași formă de distribuție după energie. (*NA*)

[2]) Vezi, de exemplu, [2.2]. (*NA*)

o structură unidimensională de joncțiune abruptă întrucît $\mathcal{E}_n$ are numai o componentă după x și este zero în afara regiunii de sarcină spațială (v. fig. 4.4). Astfel ecuația (4.6a) poate fi scrisă:

$$A\int_{x_p}^{x} \frac{\rho(x')}{\varepsilon}\,dx' = A\mathcal{E}_x(x) \tag{4.6b}$$

unde A este aria secțiunii transversale prin joncțiune, x' este o variabilă de integrare și x_n reprezintă planul din regiunea de tip p unde începe creșterea sarcinii spațiale (v. fig. 4.2, b sau fig. 4.4, b).

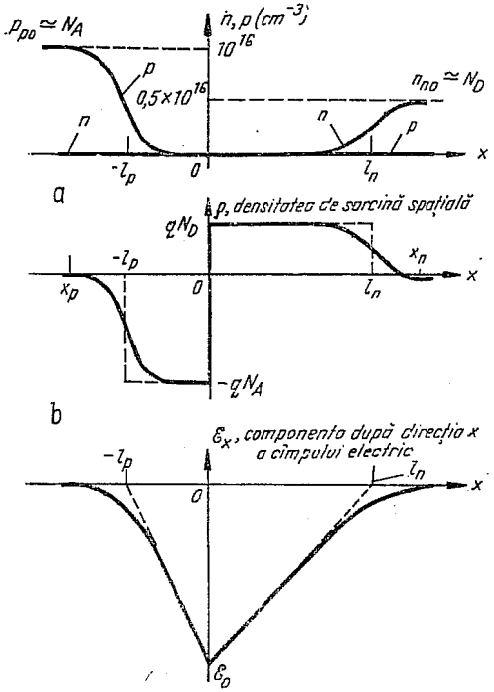


Fig. 4.4. Distribuțiile concentrației de purtători, sarcinii spațiale și cîmpului electric la o joncțiune pn abruptă:
a — concentrația de purtători; b — distribuția sarcinii spațiale; c — distribuția cîmpului electric.

Cîmpul electric $\mathcal{E}_x$ este dat de gradientul negativ al potențialului electrostatic ψ. Astfel, potențialul în planul x poate fi scris:

$$\psi(x) = -\int_{x_p}^{x} \mathcal{E}_x(x')dx' + \psi_{po}, \tag{4.6c}$$

în care ψ_{po} reprezintă potențialul în regiunea de tip p la stînga regiunii de sarcină spațială (adică la stînga lui x_p). De aceea, înălțimea ψ_0 a barierei de potențial electrostatic este, conform ecuației (4.4):

$$\psi_0 = -\int_{x_p}^{x_n} \mathcal{E}_x(x')\,dx', \tag{4.6d}$$

unde x_n reprezintă limita regiunii de sarcină spațială în zona n. Ecuațiile (4.6b) și (4.6c) conduc la o relație între densitatea de sarcină, cîmpul electric și potențialul electrostatic în regiunea de sarcină spațială.

În unele joncțiuni pn, porțiunile din regiunea de sarcină spațială în care ρ are o valoare intermediară între 0 și qN sînt foarte subțiri în comparație cu regiunea în care $\rho \approx qN$. În aceste cazuri este posibil să se neglijeze total purtătorii de sarcină mobili și să se considere $\rho = qN$ în întreaga regiune de sarcină spațială, adică pentru $-l_p < x < l_n$. Această presupunere implică o distribuție rectangulară a sarcinii spațiale la o joncțiune abruptă, cum se arată prin linie punctată în fig. 4.4, b. Distribuția corespunzătoare a cîmpului electric (fig. 4.4, c) este triunghiulară. Acest model pentru regiunea de sarcină spațială este cunoscut sub numele de *aproximația sărăcirii complete*, deoarece presupune că întreaga regiune de sarcină spațială este „sărăcită" (golită) de purtători mobili. Aproximația sărăcirii este utilă pentru că reduce soluția ecuațiilor (4.6b) și (4.6c) la o banală integrare dublă, forma lui $\rho(x)$ fiind cunoscută de la început.

Pentru a ilustra folosirea aproximației sărăcirii pentru analiza regiunii de sarcină spațială, considerăm situația arătată în fig. 4.4. Stratul dipolar trasat cu linie întreruptă în fig. 4.4, b se întinde de la $-l_p$ la l_n. Cîmpul electric maxim, la $x=0$, pe care îl notăm cu $\mathcal{E}_0$, va fi, din ecuația (4.6b);

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{q}{\varepsilon} N_A l_p. \tag{4.7a}$$

Aproximația sărăcirii reduce evaluarea integralei din (4.6b) la determinarea ariei unui dreptunghi cu înălțimea $-qN_A$ și baza l_p. Deoarece cîmpul se anulează din nou la $x = l_n$ avem, aplicînd încă o dată relația (4.5b):

$$N_A l_p = N_D l_n. \tag{4.7b}$$

În sfîrșit, ecuația (4.6d) (în care limitele sînt acum l_p și l_n) dă potențialul de contact ca aria unui triunghi de înălțime $\mathcal{E}_0$ și bază $l_p + l_n$:

$$\psi_0 = -\frac{1}{2}\mathcal{E}_0 (l_p + l_n). \tag{4.7c}$$

Aceste trei ecuații (4.7 a, b, c) pot fi rezolvate pentru a obține limitele regiunii de sarcină spațială (l_p și l_n) și cîmpul electric maxim $\mathcal{E}_0$ în funcție de concentrațiile de impurități N_A și N_D și de potențialul de contact (care, la rîndul său, depinde de concentrațiile de impurități prin ecuațiile (4.5)) (v. problemele P 4.1 și P 4.2). Dacă nu ar fi fost făcută aproximația sărăcirii ar fi fost necesar să se exprime densitatea de sarcină ρ în funcție

de potențialul electrostatic, folosind ecuațiile (4.3) și să se rezolve o ecuație diferențială neliniară pentru potențial (v. problema P 4.4).

Deși aproximația sărăcirii prezintă un real avantaj pentru analiza comportării electrice a regiunii de sarcină spațială, ea nu este universal aplicabilă. În anumite condiții, favorizate de o concentrație intrinsecă relativ mare și de existența unei regiuni a joncțiunii mult mai puternic

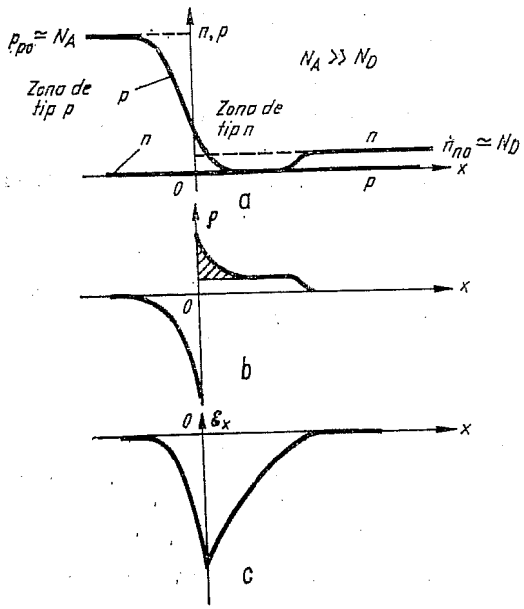


Fig. 4.5. La o joncțiune dopată asimetric ($N_A \gg N_D$) distribuțiile concentrației de purtători, sarcinii spațiale și cîmpului electric sînt astfel încît aproximația sărăcirii nu mai este valabilă:
a — concentrația de purtători; *b* — distribuția sarcinii spațiale; *c* — distribuția cîmpului electric

dopate decît cealaltă (o asemenea joncțiune este numită *asimetric dopată*) contribuția purtătorilor mobili la sarcina spațială nu poate fi ignorată. O asemenea situație este ilustrată în fig. 4.5. Deși distribuția sarcinii spațiale arătată în fig. 4.5,*b* este un strat dipolar, purtătorii mobili nu pot fi neglijați. Într-adevăr, sărăcire există numai în porțiunea din zona *n* conținută între linii punctate. Nu numai că zona *p* nu este sărăcită dar, mai mult, golurile mobile au o contribuție substanțială (arătată prin aria întunecată) la sarcina pozitivă în jumătatea din zona *n* a stratului dipolar. Evident, analiza condițiilor electrice în regiunea de sarcină spațială trebuie să țină seama de contribuția purtătorilor mobili, în special a golurilor, la sarcina spațială. Cu toate acestea, vom vedea că și pentru o astfel de joncțiune aproximația sărăcirii este utilă pentru *polarizări inverse* mult mai mari decît ψ_0.

4.2.2. Joncțiunea *pn* în afara echilibrului

Dorim acum să studiem comportarea fizică internă a unei joncțiuni *pn* atunci cînd situația de echilibru descrisă în paragraful anterior este perturbată. Mai precis, vom cerceta consecințele unei schimbări a înălțimii barierei de potențial a joncțiunii. Vom vedea mai tîrziu, că o astfel de schimbare poate fi produsă aplicînd o tensiune între contactele realizate pe regiunile de tip *p* și de tip *n*. O tensiune ce face contactul regiunii *p*

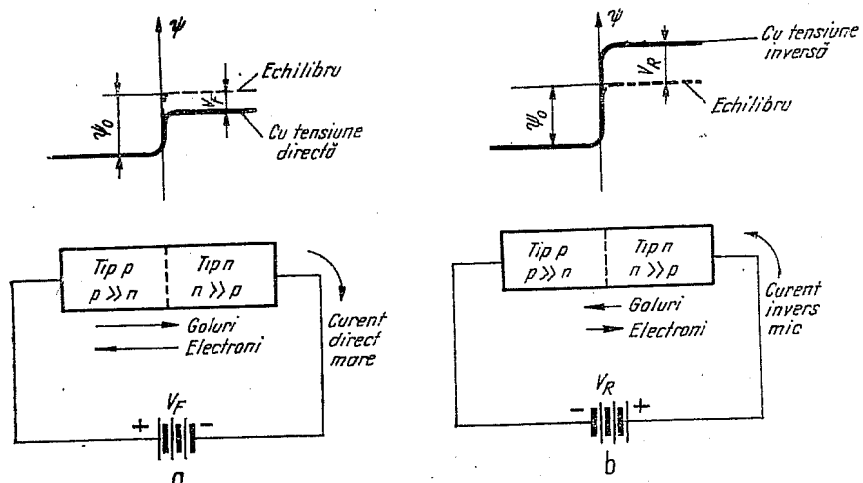


Fig. 4.6. Tensiunile și curenții direcți și inverși la o diodă cu joncțiune:
a — tensiune directă; *b* — tensiune inversă.

pozitiv în raport cu contactul aplicat pe regiunea *n* reduce înălțimea barierei de potențial, cum se arată în fig. 4.6,*a*. Această tensiune este numită *tensiune directă* și polarizează direct joncțiunea. Pe de altă parte, o tensiune de polaritate opusă mărește înălțimea barierei de potențial (fig. 4.6,*b*). Această tensiune polarizează invers joncțiunea.

Orice schimbare a înălțimii barierei de potențial strică echilibrul existent. Reducerea înălțimii barierei care apare la o tensiune directă mărește numărul purtătorilor majoritari care pot depăși bariera. Astfel o parte din goluri curge din regiunea de tip *p* în regiunea de tip *n*, mărind concentrația de purtători minoritari (goluri). Acest proces este numit *injecție de purtători minoritari*. Golurile injectate curg, în principal prin difuzie, înspre interiorul regiunii de tip *n* unde eventual se recombină cu electronii majoritari. Similar, electroni curg din regiunea *n* în regiunea *p* unde fac să crească concentrația de purtători minoritari (electroni). Acești electroni

injectați difuzează tot mai adînc în regiunea de tip p unde este posibil să fie anihilați prin recombinare cu goluri majoritare.

Există mulți purtători capabili să mențină injecția de purtători minoritari; purtătorii majoritari care curg prin joncțiune pentru a deveni purtători minoritari injectați se găsesc în număr mare și sînt furnizați din belșug de mecanismul de generare la contacte. În consecință, o joncțiune polarizată direct conduce bine; densități mari de curent sînt produse de tensiuni mici și curentul crește rapid cu creșterea tensiunii directe.

În cazul unei *tensiuni inverse* situația este complet diferită. Creșterea înălțimii barierei micșorează numărul de purtători majoritari care pot depăși bariera. Tensiuni inverse de numai cîteva zecimi de volt sînt suficiente pentru a face acest număr atît de mic încît curgerea purtătorilor majoritari prin joncțiune este efectiv blocată. Deși prin joncțiune curg purtători din regiunile în care sînt în minoritate, importanța acestei curgeri este limitată de lipsa relativă de purtători minoritari. Ca urmare, curentul invers al unei joncțiuni este mic și dioda conduce foarte slab cînd este polarizată invers. Micul curent invers ce există este limitat de viteza de generare a purtătorilor minoritari și este în esență independent de tensiunea inversă.

Cînd se aplică o tensiune inversă, concentrațiile de purtători minoritari în apropierea joncțiunii sînt reduse sub valoarea corespunzătoare de la echilibru. Această scădere, numită *extracția purtătorilor minoritari*, apare deoarece toți purtătorii minoritari curg în josul barierei, micșorînd astfel numărul acestor purtători lîngă joncțiune.

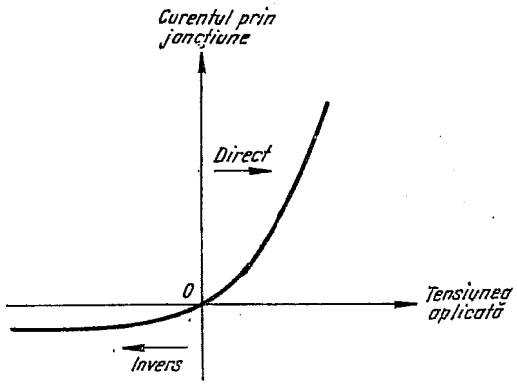


Fig. 4.7. Caracteristica curent-tensiune a unei diode cu joncțiunea pn.

Pe baza celor discutate mai înainte reiese clar că pentru o joncțiune pn caracteristica curent-tensiune trebuie să aibă forma generală arătată în figura 4.7. Creșterea rapidă a curentului cu tensiunea în regiunea directă rezultă din existența numărului mare de purtători majoritari

capabili să treacă peste bariera de potențial micșorată. Curentul mci invers, aproape constant, este dat de numărul limitat de purtători minoritari disponibili pentru a curge în josul barierei de potențial mărite, care blochează curgerea purtătorilor majoritari.

Pentru a determina expresia analitică a caracteristicii curent-tensiune a unei joncțiuni pn trebuie să examinăm în detaliu efectele schimbării înălțimii barierei de potențial. Definim tensiunea pe joncțiune, V_j, ca fiind schimbarea înălțimii barierei de potențial produsă de o tensiune aplicată din exterior. Astfel aplicarea unei tensiuni pe joncțiune determină schimbarea înălțimii barierei de la valoarea de echilibru, ψ_0, la $\psi_0 - V_j$. Remarcăm că la polarizări directe corespund valori pozitive pentru V_j.

Efectul unei schimbări a înălțimii barierei asupra distribuțiilor sarcinii spațiale, cîmpului electric și potențialului electrostatic în regiunea de sarcină spațială poate fi determinat înlocuind ψ_0 cu $\psi_0 - V_j$ în analiza din paragraful 4.2.1. Ecuația (4.6d) devine astfel:

$$\psi_0 - V_j = -\int_{x_p}^{x_n} \mathcal{E}_x(x')\,\mathrm{d}x'$$

iar (4.7c) devine:

$$\psi_0 - V_j = -\frac{1}{2}\mathcal{E}_0(l_p + l_n).$$

Deși tensiunea pe joncțiune V_j perturbă concentrațiile de purtători în apropierea joncțiunii, neuralitatea electrică se păstrează în cea mai mare parte a volumului semiconductorului, astfel încît putem să privim în continuare dispozitivul ca fiind format dintr-un strat dipolar de sarcină spațială cuprins între regiuni neutre cu sarcină spațială neglijabilă. Chiar dacă nu putem justifica apriori acest punct de vedere, vom presupune în continuare valabilitatea sa. Comportarea ce rezultă pe baza acestei presupuneri este în concordanță cu caracteristicile experimentale ale joncțiunilor.

4.2.3. Circulația curentului în joncțiune pn

Curentul joncțiunii circulă atît prin regiunea de sarcină spațială cît și prin regiunile neutre. În general, curentul ar putea fi dictat fie de mecanismele de curgere din regiunea de sarcină spațială, fie de cele din regiunile neutre. Cu alte cuvinte, „gîtuirea" ce determină curgerea purtătorilor ar putea fi sau în regiunea de sarcină spațială sau în regiunile neutre (sau, poate, distribuită între cele două regiuni). Metoda de abordare analitică utilizată depinde foarte mult de locul unde se limitează curgerea.

Întrucît aceasta este o problemă centrală pentru analiza noastră privind dioda cu joncțiune, ne vom abate de la subiect pentru a considera

o analogie hidraulică simplă, ilustrată în fig. 4.8,*a*. Aparatul constă din două rezervoare dintre care unul conține o serie de pereți despărțitori perforați. Rezervoarele sînt legate printr-un tub flexibil și un robinet reglabil. Întregul sistem este cam pe jumătate plin cu un lichid. Urmărim consecințele ridicării rezervorului din stînga, ridicare ce produce o presiune

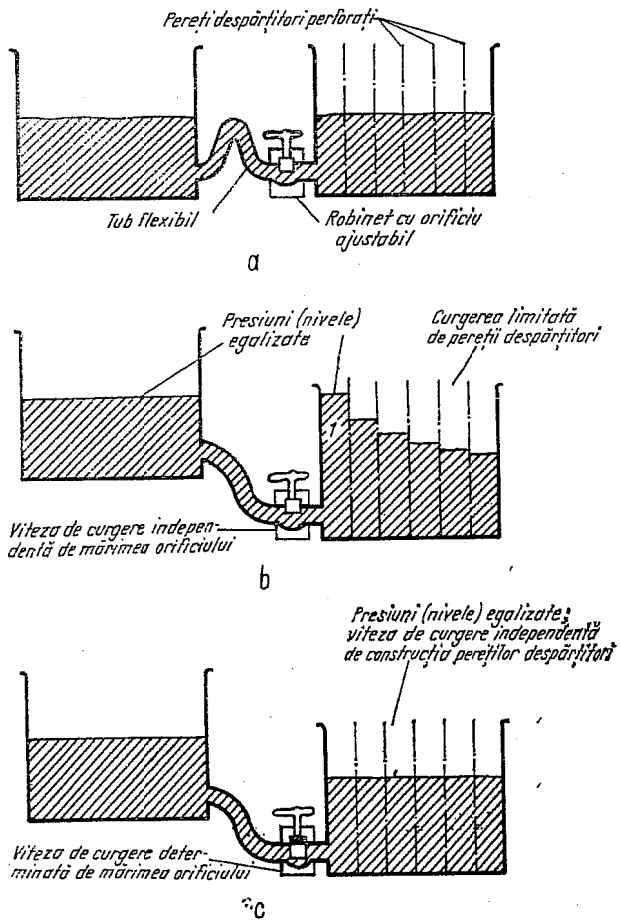


Fig. 4.8. Analogie hidraulică ce ilustrează problema localizării „gîtuirii" la o diodă cu joncțiune :

a — sistemul celor două rezervoare ; *b* — curgerea determinată de mecanismele din rezervor (pereții despărțitori) ; *c* — curgerea determinată de mecanismele din tubul de conexiune (mărimea orificiului).

diferențială și determină curgerea din rezervorul din stînga în rezervorul din dreapta, care conține pereții despărțitori. Viteza de curgere este dictată de mai mulți parametri ai sistemului, printre care viscozitatea fluidului, strîngerea robinetului, diferența de nivel și „porozitatea" pereților despărțitori. Considerăm două situații extreme.

Prima, arătată în fig. 4.8,*b* reprezintă cazul în care viteza de curgere a fluidului între cele două rezervoare este determinată nu de strîngerea robinetului ci de curgerea prin pereții din rezervorul spre care se îndreaptă fluidul. Se observă că prima celulă din acest rezervor (celula *1* din fig. 4.8,*b*) este „în echilibru" cu rezervorul din partea stîngă, fluidul avînd același nivel în ambele locuri. Diferitele celule din rezervorul din dreapta nu sînt echilibrate ; există o presiune diferențială la fiecare perete și viteza de curgere este determinată numai de proprietățile pereților despărțitori. În particular, viteza de curgere este, între anumite limite, independentă de strîngerea robinetului. Deschiderea în continuare a robinetului nu crește viteza de curgere ; micșorarea orificiului robinetului nu scade viteza de curgere, cu condiția ca orificiul să rămînă mai mare decît o limită inferioară sub care celula *1* nu mai este în echilibru cu rezervorul stîng.

Al doilea caz extrem este arătată în fig. 4.8,*c*. Aici viteza de curgere între rezervoare este determinată nu de detaliile pereților despărțitori ci de mărimea orificiului robinetului. Se observă că celulele din rezervorul din dreapta sînt în echilibru între ele ; nu există presiune diferențială prin pereți. Totuși interconexiunea nu este în echilibru pentru că există o diferență de nivel între rezervorul stîng și celula *1*. În aceste condiții viteza de curgere este determinată numai de mărimea orificiului robinetului. Viteza nu este influențată de schimbări ale porozității pereților. Scăderea rezistenței lor la curgere nu are, evident, nici un efect ; creșterea rezistenței lor la curgere de asemenea nu are efect pînă cînd începe să apară o presiune diferențială la pereți (Vezi *Note asupra demonstrațiilor experimentale*).

Situațiile desenate sînt cazuri extreme. Există, desigur, cazuri intermediare în care viteza depinde atît de strîngerea robinetului cît și de rezistența pereților la curgere.

Această analogie hidraulică diferă de situația diodei cu joncțiune în cîteva privințe : aici curgerea încetează după un timp, pe cînd curgerea în diodă continuă deoarece mecanismul de generare la contacte alimentează continuu joncțiunea cu purtători majoritari și mecanismul de recombinare absoarbe continuu purtători minoritari. Cu toate acestea, analogia ajută să se înțeleagă ce înseamnă localizarea „gîtuirii" într-un fenomen de curgere. În această analogie „gîtuirea" care limitează curgerea este,

într-un caz, chiar în rezervor (fig. 4.8, *b*) sau, în celălalt caz, în interconexiunea dintre rezervoare (fig. 4.8, *c*).[1])

În cazul diodei cu joncțiune „gîtuirea" ce determină curgerea poate fi atît în regiunile neutre cît și în regiunea de sarcină spațială care „interconectează" regiunile neutre. Vom presupune că purtătorii curg liber prin regiunea de sarcină spațială și că procesele din regiunile neutre (în afara regiunii de sarcină spațială) limitează curentul joncțiunii. Din nou nu putem da o justificare apriorică acestei presupuneri. Totuși presupunerea conduce la rezultate ce explică comportarea experimentală a joncțiunilor și putem arăta în final că aproximațiile conținute în această presupunere sînt justificate de rezultatele ce decurg din ea.

4.2.4. Concentrațiile de purtători la marginile regiunii de sarcină spațială

Întrucît presupunem că prin joncțiune curentul este limitat de mecanismele ce determină curgerea în regiunile neutre, curentul pe care trebuie să-l asigure regiunea de sarcină spațială în regiunile neutre este totdeauna mult mai mic decît cel pe care ea este capabilă să-l furnizeze. Aceasta înseamnă că starea de echilibru a regiunii de sarcină spațială, care, după cum am văzut, rezultă din echilibrul curenților de sens opus, nu este serios afectată de necesitatea asigurării unui curent în regiunile neutre. Cu alte cuvinte, curenții opuși de drift și de difuzie sînt destul de mari în comparație cu curentul net al joncțiunii încît să rămînă aproximativ echilibrați. De aceea ecuațiile (4.2) care sînt exacte la echilibru trebuie să se păstreze aproximativ adevărate dincolo de echilibru, cînd înălțimea barierei de potențial este $\psi_o - V_j$ în loc de ψ_0. Rezolvînd ecuațiile (4.2) în aceste condiții obținem:

$$\frac{p_n(0)}{p_p(0)} = e^{-q(\psi_0 - V_j)/kT}\ ; \tag{4.8a}$$

$$\frac{n_p(0)}{n_n(0)} = e^{-q(\psi_0 - V_j)/kT}\ . \tag{4.8b}$$

Notația $p_n(0)$ și celelalte subliniază că acestea sînt concentrațiile de purtători la marginile regiunii de sarcină spațială, adică în planele ce diferă ca potențial electrostatic prin $\psi_0 - V_j$. Concentrațiile sînt identificate în

[1]) O altă situație analogă apare într-o diodă cu vid unde curentul poate fi limitat fie de emisia de electroni la catodul cald (curgere limitată de emisie sau limitată de temperatură) fie de trecerea prin norul de sarcini spațiale ce înconjură catodul (curgere limitată de sarcina spațială). Analiza care se folosește în cele două cazuri este foarte diferită și caracteristicile curent-tensiune ce rezultă cînd „gîtuirea" este la catod diferă de cele care rezultă cînd gîtuirea este în norul de sarcini spațiale. Vezi Anexa A. (*NA*)

fig. 4.9. Dacă se folosesc ecuațiile (4.5) pentru a elimina ψ_0, ecuațiile (4.8) pot fi scrise:

$$\frac{p_n(0)}{p_p(0)} = \frac{p_{no}}{p_{po}} e^{qV_j/kT}\ ; \tag{4.9a}$$

$$\frac{n_p(0)}{n_n(0)} = \frac{n_{po}}{n_{no}} e^{qV_j/kT}\ . \tag{4.9b}$$

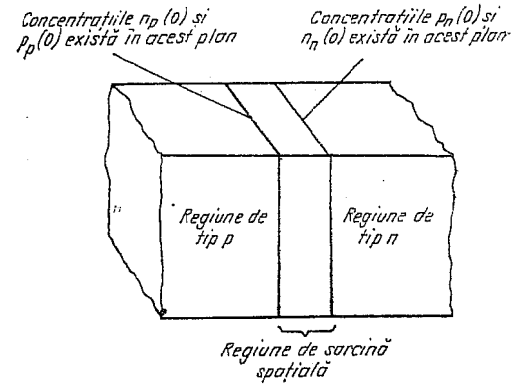


Fig. 4.9. Definirea concentrațiilor de purtători la marginile regiunii de sarcină spațială. Se observă că „originea" pentru p_n (0) și n_n (0) nu este aceeași cu „originea" pentru n_p (0) și p_p (0).

Aceste ecuații arată că pentru tensiuni directe pe joncțiune ($V_j > 0$) cresc rapoartele dintre concentrațiile de purtători majoritari și minoritari la marginile regiunii de sarcină spațială. Deoarece neutralitatea electrică se conservă în afara regiunii de sarcină spațială, creșterile acestor rapoarte trebuie să se realizeze prin creșteri egale ale concentrațiilor purtătorilor minoritari și majoritari; cu alte cuvinte, concentrațiile de goluri și de electroni în exces trebuie să fie egale în afara regiunii de sarcină spațială. Întrucît la echilibru concentrația de purtători minoritari este cu mai multe ordine de mărime mai mică decît concentrația de purtători majoritari, schimbări egale ale ambelor concentrații vor afecta concentrația purtătorilor minoritari mult mai mult decît pe cea a purtătorilor majoritari. De exemplu, dacă concentrația de purtători majoritari este 10^{16} cm^{-3} și concentrația de purtători minoritari este 10^9 cm^{-3}, concentrații de goluri și electroni în exces de 10^{14} cm^{-3} cresc concentrația de purtători minoritari cu un factor de 10^5 în timp ce concentrația purtătorilor majoritari crește doar cu 1%.

Rezultă deci că există o gamă a tensiunilor pe joncțiune V_j pentru care concentrațiile purtătorilor majoritari la marginile regiunilor de sar-

cină spațială rămîn în esență neschimbate deși concentrațiile de purtători minoritari pot fi crescute cu mai multe ordine de mărime. Acest domeniu de funcționare este numit *domeniu de nivel mic de injecție*. Pentru a simplifica în continuare analiza, restrîngem numai pe acest domeniu cercetările noastre privind comportarea joncțiunii *pn*. Conform celor de mai sus, concentrațiile de purtători majoritari la marginile regiunii de sarcină spațială sînt :

$$p_p(0) \approx p_{po}; \tag{4.10a}$$

$$n_n(0) \approx n_{no}. \tag{4.10b}$$

În consecință, ecuațiile (4.9) dau următoarele expresii pentru concentrațiile de purtători minoritari la marginile regiunii de sarcină spațială :

$$p_n(0) = p_{no}\, e^{qV_j/kT}; \tag{4.11a}$$

$$n_p(0) = n_{po}\, e^{qV_j/kT}. \tag{4.11b}$$

Aceste expresii pot fi scrise de asemenea pentru concentrațiile în exces :

$$p'_n(0) = p_n(0) - p_{no} = p_{no}(e^{qV_j/kT} - 1); \tag{4.12a}$$

$$n'_p(0) = n_p(0) - n_{po} = n_{po}(e^{qV_j/kT} - 1). \tag{4.12b}$$

Ecuațiile de mai sus rezumă comportarea fizică a regiunii de sarcină spațială. O schimbare a înălțimii barierei de potențial de amplitudine V_j determină schimbarea concentrațiilor purtătorilor în exces la marginile regiunii de sarcină spațială. Pentru V_j pozitiv, concentrația în exces crește rapid cu tensiunea ; un V_j de numai 0,1 V (aproximativ 4 kT/q la temperatura camerei) produce concentrații în exces mai mari cu circa două ordine de mărime decît concentrațiile purtătorilor minoritari la echilibru. Pe de altă parte, pentru V_j negativ, concentrațiile de goluri și de electroni în exces se reduc rapid la $-p_{no}$ și respectiv $-n_{po}$, care corespund la $p_n(0) \approx 0$ și $n_p(0) \approx 0$. Concentrațiile în exces sînt practic independente de V_j pentru orice tensiuni mai negative decît un număr de kT/q.

Ne vom ocupa acum de mecanismele curgerii purtătorilor injectați în regiunile neutre, în afara regiunii de sarcină spațială ; aceste mecanisme determină curentul prin joncțiune. Mai întîi, totuși, trebuie să lămurim mai bine structura fizică a joncțiunii *pn*.

4.3. UN MODEL FIZIC PENTRU JONCȚIUNEA *pn*

Pentru a continua analiza comportării joncțiunii *pn* dezvoltată în paragrafele precedente este necesar să ne concentrăm asupra unei structuri fizice specifice. Analiza va fi bazată pe structura joncțiunii *pn* asimetrice, arătată în fig. 4.10. Această structură are următoarele caracteristici :

1. Regiunea de tip *p* este dopată mult mai puternic decît regiunile de tip *n*. În consecință, concentrația de purtători majoritari (goluri) p_{po} în regiunea de tip *p* la echilibru este mult mai mare decît concentrația de electroni la echilibru, n_{no}, din regiunea de tip *n*. Astfel curentul de goluri ce circulă prin joncțiune cînd se perturbă echilibrul este mult mai mare decît curentul de electroni.

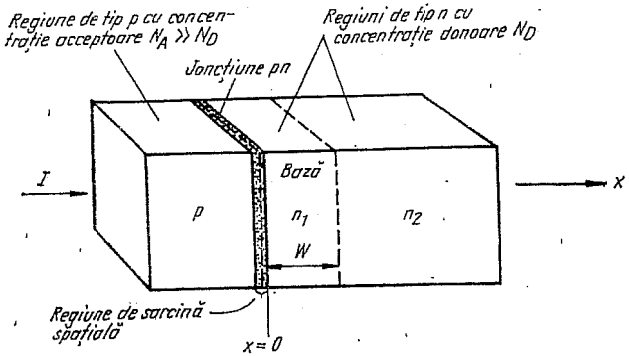


Fig. 4.10. Diodă asimetrică cu joncțiune, cu bază subțire.

2. Există două regiuni adiacente de tip *n*, notate cu n_1 și n_2 în fig. 4.10. Aceste regiuni au aceeași concentrație de impurități dar au timpi de viață diferiți. Timpul de viață în regiunea *1* (care este numită *bază* și este adiacentă regiunii de tip *p*) este atît de mare încît recombinarea ce apare aici este neglijabilă, pe cînd timpul de viață în regiunea *2* este atît de mic încît se pot neglija concentrațiile purtătorilor în exces în comparație cu concentrațiile corespunzătoare de la echilibru.

Structura de diodă prezentată în fig. 4.10 este numită *diodă cu bază subțire*, ceea ce arată că regiunea bazei (regiunea *1*) trebuie să fie subțire pentru ca recombinarea să poată fi într-adevăr neglijată. Această caracterizare este aleasă nu pentru că ar corespunde structurii fizice a celor mai multe diode cu joncțiune, ci pentru că pune în evidență trăsăturile electronicii fizice ale majorității dispozitivelor cu joncțiune cu un minim de complexitate fizică și matematică. După cum vom vedea, concluziile ce le vom trage pe baza acestui model pot fi extinse la o mare varietate

de dispozitive cu joncțiune. În plus, în capitolul 7 vom observa că comportarea fizică a acestei structuri este foarte importantă pentru înțelegerea comportării tranzistoarelor bipolare cu joncțiuni.

Distribuția recombinării în zona n a diodei cu bază subțire este aceeași cu cea postulată pentru prima structură studiată în capitolul 3, arătată în fig. 3.1. Ca urmare, concluziile la care am ajuns acolo privind legea de conservare și trăsăturile principale ale distribuției și curgerii purtătorilor în exces vor fi aplicabile pentru structura de diodă introdusă aici.

Există, desigur, o diferență importantă. În structura uniform dopată din fig. 3.1 purtătorii în exces erau injectați în regiunea de tip n la $x = 0$ în perechi; fiecare foton absorbit producea atît un purtător minoritar (gol) cît și un purtător majoritar (electron). Deși în acea structură ambii purtători circulau în materialul de tip n, nu exista un curent net. Vom vedea că aplicarea unei polarizări directe pe diodă cauzează injecția de purtători minoritari în exces (goluri) în regiunea de tip n la $x = 0$. Curgerea de purtători majoritari este neglijabilă în acest punct. Astfel injecția de purtători minoritari produce, în structura de diodă, un curent net egal cu curentul de goluri injectat la $x = 0$.

4.3.1. Distribuția și curgerea purtătorilor minoritari

Modelul nostru de joncțiune este dopat asimetric. Mai precis, concentrația de acceptori N_A în regiunea de tip p este mult mai mare decît concentrația de donori N_D din regiunile de tip n. Ca urmare, există un dezechilibru puternic între concentrațiile purtătorilor la echilibru, care poate fi exprimat fie în funcție de concentrațiile de purtători majoritari:

$$(p_{po} \approx N_A) \gg (n_{no} \approx N_D)$$

fie în funcție de concentrațiile de purtători minoritari:

$$n_{po} \ll p_{no}$$

întrucît $n_{po}p_{po} = n_{no}p_{no} = n_i^2$. Din ecuațiile (4.11) rezultă că pentru această structură $p_n(0)$ este mult mai mare decît $n_p(0)$ pentru toate valorile V_j. Deși nu este evident în momentul de față, această asimetrie a concentrațiilor de purtători face ca partea principală a curentului ce traversează regiunea de sarcină spațială să fie formată de goluri, adică de acei purtători care predomină în zona cea mai puternic dopată. Din această cauză ne vom îndrepta acum atenția spre regiunea de tip n unde pot exista concentrații mari de goluri în exces și vom cerceta factorii ce determină curgerea golurilor. Vom reveni apoi la curgerea electronilor în regiunea puternic dopată și vom justifica presupunerea conform căreia în curentul joncțiunii este dominată circulația golurilor.

Cînd tensiunea V_j pe joncțiune este pozitivă, concentrația de purtători în exces la marginea regiunii de sarcină spațială este pozitivă [v. ec. (4.12a)] și golurile minoritare circulă în regiunea cu recombinare scăzută a bazei. Deoarece în bază se neglijează recombinările, toate golurile injectate curg prin bază și intră în regiunea cu recombinare mare la $x = W$. Golurile injectate sînt anihilate în regiunea cu recombinare mare (în apropiere de $x = W$) prin recombinarea cu electroni majoritari. Electronii se mișcă în regiunea cu recombinare mare înspre joncțiune pentru a întreține combinarea golurilor injectate.

Întrucît în regiunea bazei recombinarea este neglijabilă, densitatea curentului de goluri trebuie să fie constantă în bază, adică independentă de x. Această condiție pentru densitatea curentului de goluri reprezintă o lege de conservare pentru purtătorii minoritari, lege cu totul analogă celei discutate în paragraful 3.2 [v. ec (3.1a)]. Deoarece limităm concentrația în exces (și deci tensiunea pe joncțiune) la domeniul de nivel mic de injecție, circulația purtătorilor minoritari injectați nu este influențată sensibil de cîmpul electric produs prin injecție. Aceasta înseamnă că golurile minoritarec circulă în bază numai prin difuzie. În consecință putem exprima densitatea curentului de goluri în modul următor:

$$J_h = -qD_h \frac{dp_n'}{dx} \quad 0 < x < W. \tag{4.13}$$

Întrucît curentul J_h este constant în regiunea bazei, această ecuație diferențială pentru $p_n'(x)$ poate fi integrată direct și rezultă:

$$p_n'(x) = -\frac{J_h}{qD_h} x + C \quad 0 < x < W, \tag{4.14}$$

unde C este o constantă de integrare ce poate fi evaluată cu ajutorul condițiilor la limită impuse de regiunea cu recombinare ridicată. La $x = W$, concentrația purtătorilor în exces trebuie să se anuleze pentru că regiunea următoare de tip n are un timp de viață extrem de mic, sau, altfel spus, o viteză de recombinare extrem de mare. Deci,

$$p_n' = 0 \text{ la } x = W. \tag{4.15}$$

Aplicînd această condiție soluției (4.14) găsim:

$$C = \frac{J_h}{Dq_h} W,$$

astfel încît

$$p'_n(x) = \frac{J_h}{qD_h}(W - x) \quad 0 < x < W. \tag{4.16}$$

Prin urmare, concentrația în exces descreşte liniar de la un maxim la $x = 0$ spre zero la $x = W$.

Concentrația în exces la marginea regiunii de sarcină spațială este determinată de tensiunea pe joncțiune în conformitate cu (4.12a). Această relație furnizează legătura finală între densitatea curentului de goluri şi tensiunea pe joncțiune. Folosind (4.12a) şi (4.16) obținem:

$$p_{no}(e^{qV_j/kT} - 1) = \frac{J_h W}{qD_h} \tag{4.17}$$

Rezumînd, avem deci

$$J_h = \frac{qD_h}{W} p'_n(0); \tag{4.18a}$$

$$p'_n(x) = p'_n(0)\left(1 - \frac{x}{W}\right); \tag{4.18b}$$

$$p'_n(0) = p_{no}(e^{qV_j/kT} - 1). \tag{4.18c}$$

Variațiile în funcție de poziție ale concentrațiilor de goluri şi de electroni şi ale densităților de curent pentru tensiuni V_j pozitive sînt arătate în fig. 4.11. Din aceste diagrame reiese funcționarea fizică a dispozitivului. Golurile sînt injectate prin regiunea de sarcină spațială în regiunea de tip n; concentrația $p'_n(0)$ este determinată de tensiunea pe joncțiune V_j [ecuația (4.18c)]. Concentrația în exces este zero la $x = W$ datorită vitezei ridicate de recombinare în a doua regiune. Ca urmare golurile se mişcă în regiunea bazei prin difuzie şi se recombină la limita regiunii cu recombinare mare. Curentul de goluri este uniform prin regiunea bazei pentru că recombinarea este aici neglijabilă şi cîte goluri intră, tot atîtea o părăsesc. Variația liniară a concentrației de goluri este în concordanță cu curentul uniform de difuzie. Curentul de electroni este constant prin regiunea cu recombinare mare şi este egal cu J_h. Acest curent de electroni corespunde curgerii electronilor spre limita regiunii bazei unde electronii se recombină cu golurile şi astfel dispar.

Concentrațiile totale de goluri şi de electroni cresc cu cantități egale în regiunea bazei. Prin urmare, neutralitatea electrică se menține deşi concentrația de purtători în exces poate fi mare în comparație cu concentrația de purtători minoritari la echilibru.

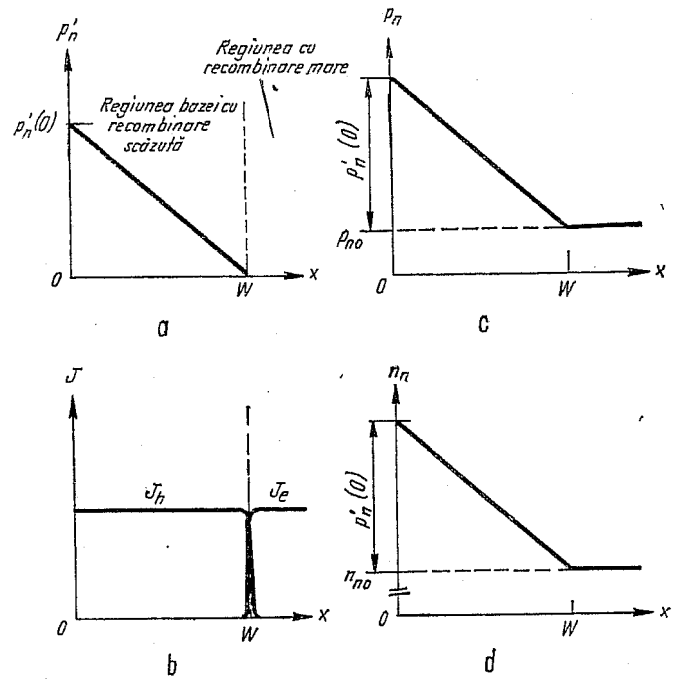


Fig. 4.11. Distribuțiile concentrațiilor de purtători şi curenților în regiunea bazei cu recombinare scăzută pentru dioda asimetrică din fig. 4.10 (pentru o tensiune directă):
a — concentrația de purtători în exces; *b* — densitățile de curent *c* — concentrația de purtători minoritari; *d* — concentrația de purtători majoritari.

Distribuția dată de ec. (4.18b) poate fi comparată cu cea corespunzătoare pentru structura dopată uniform cu generare optică, studiată în paragraful 3.2 [ecuația (3.12)]. De asemenea, diagramele distribuțiilor de purtători şi curenților din fig. 4.11 pot fi comparate cu cele din figurile 3.2 şi 3.3. Structura din paragraful 3.2 şi dioda cu bază subțire sînt în esență identice în ceea ce priveşte circulația purtătorilor minoritari. Deşi condițiile la limită diferă la $x=0$ (într-un caz concentrația de purtători este constantă, în celălalt panta este constantă), distribuțiile au aceeaşi formă.

4.3.2. Caracteristica curent-tensiune a diodei cu joncțiune

Curentul total ce trece prin joncțiunea *pn* este proporțional cu suma densităților curenților de goluri şi de electroni în orice plan din structură. Este convenabil să evaluăm această sumă în regiunea de sarcină spațială.

În structura asimetrică tratată aici, curentul de electroni injectat în regiunea de tip p este neglijabil în raport cu cel de goluri injectat în zona n. Dacă presupunem că în regiunea de sarcină spațială se poate neglija generarea și recombinarea purtătorilor, curentul I al diodei va fi, pur și simplu:

$$I = AJ_h, \tag{4.19}$$

unde A reprezintă aria secțiunii transversale prin joncțiune și J_h este densitatea curentului de goluri injectat în bază [ec. (4.18a)]. În concluzie, relația curent-tensiune a acestei joncțiuni pn este:

$$I = I_s\,(e^{qV_j/kT} - 1), \tag{4.20a}$$

unde

$$I_s = qA\,\frac{D_h p_{no}}{W}. \tag{4.20b}$$

Coeficientul I_s este numit *curent de saturație* al diodei. Relația exponențială curent-tensiune (4.20a) este adesea întîlnită sub numele de *ecuația idealizată a diodei cu joncțiune pn*. Ea este o relație fundamentală pentru comportarea tuturor dispozitivelor semiconductoare cu joncțiuni. Deși am dedus ecuația idealizată a diodei pentru un model fizic specific de diodă cu joncțiune, rezultatul se aplică și altor structuri de diode dacă forma coeficientului I_s este modificată corespunzător (vezi problemele P4.12 și P4.13). Condițiile fizice de valabilitate pentru ecuația diodei apar imediat din ec. (4.13): cîmpul electric are efect neglijabil la nivel mic de injecție și purtătorii minoritari se mișcă numai prin difuzie.

Evaluarea distribuției statice de purtători în exces în regiunea de tip n cu recombinare scăzută a fost mult ușurată de presupunerea că efectul recombinării poate fi neglijat în această regiune. Această presupunere ne-a permis să considerăm constantă densitatea curentului de goluri în bază, făcînd posibilă integrarea directă a ecuației (4.13). Dacă am fi considerat cazul în care o parte din golurile injectate la $x = 0$ dispar prin recombinare înainte de $x = W$, ar fi trebuit formulată o altă lege de conservare, care să țină seama de efectul recombinării asupra densității curentului de purtători minoritari. Un asemenea exemplu a fost studiat în paragraful 3.3 și legea de conservare dedusă acolo, (3.19), poate fi aplicată și aici. Desigur, distribuția rezultată pentru concentrația de purtători nu va mai fi liniară în funcție de x.

Este ușor să se evalueze fracțiunea din curentul de goluri ce dispare în regiunea bazei dacă această fracțiune este destul de mică pentru a fi privită ca o perturbație cu efect neglijabil asupra distribuției. Mai precis, presupunem că distribuția purtătorilor în exces în bază este identică cu cea care ar exista în lipsa recombinării și folosim această distribuție triunghiulară simplă pentru a evalua recombinările ce apar cînd caracterizăm regiunea bazei printr-un timp de viață finit τ_1. Acest calcul a fost dezvoltat în paragraful 3.3.1 și rezultatul, exprimat în ecuația (3.17) ca o fracțiune din curentul de purtători minoritari injectați pierdută prin recombinare între $x = 0$ și $x = W$, poate fi aplicat și aici. Fracțiunea δ_R, care este numită adesea *pierdere de recombinare*, va fi mică dacă grosimea bazei W este mică în comparație cu lungimea de difuzie L_h.

Analiza dezvoltată pînă în prezent folosește presupunerea că poate fi neglijat curentul de electroni asociat injecției în regiunea puternic dopată de tip p. Astfel ecuația (4.19) conține numai densitatea curentului de goluri. Vom evalua acum densitatea curentului de electroni neglijat și vom verifica justețea presupunerii inițiale.

Considerăm structura de diodă arătată în fig. 4.12. Această structură are cîte o bază subțire cu recombinare scăzută de fiecare parte a regiunii de sarcină spațială. Cînd joncțiunea este polarizată direct, electronii sînt injectați în regiunea de tip p contribuind astfel la curentul joncțiunii cu o componentă de același sens cu curentul de goluri dat de (4.18a). Sensurile sînt aceleași pentru că mișcarea electronilor spre regiunea de tip p este echivalentă cu mișcarea unor sarcini pozitive spre regiunea de tip n. Calculul distribuției purtătorilor în exces este identic cu cel dezvoltat în paragraful 4.3.1. Densitatea curentului de electroni în baza de tip p rezultă:

$$J_e = \frac{qD_e}{W_p}\,n'_p(0), \tag{4.21}$$

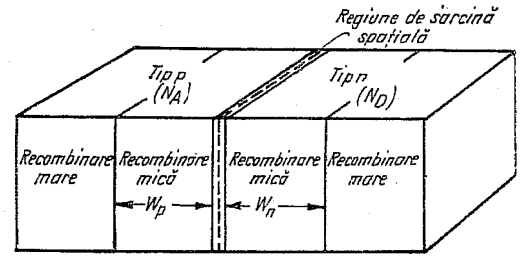


Fig. 4.12. O altă structură de diodă cu joncțiune pn.

unde D_e este coeficientul de difuzie pentru electronii minoritari în regiunea de tip p și W_p este grosimea regiunii p cu recombinare mică. Această expresie pentru densitatea curentului de electroni trebuie comparată cu ecuația (4.18a) pentru densitatea corespunzătoare a curentului de goluri. Raportul acestor curenți este:

$$\frac{J_e}{J_h} = \frac{D_e W_n}{D_h W_p}\,\frac{n'_p(0)}{p'_n(0)}, \tag{4.22a}$$

unde W_n reprezintă grosimea regiunii de tip n cu recombinare mică. Folosind ecuațiile (4.12) pentru a exprima dependența concentrațiilor în exces de tensiunea pe joncțiune, factorii dependenți de tensiune se simplifică și obținem :

$$\frac{J_e}{J_h} = \frac{D_e W_n}{D_h W_p} \frac{n_{po}}{p_{no}} \tag{4.22b}$$

sau, altfel;

$$\frac{J_e}{J_h} = \frac{D_e W_n}{D_h W_p} \frac{n_{no}}{n_{po}}. \tag{4.22c}$$

Acest rezultat arată că, în comparație cu curentul de goluri, curentul de electroni va fi mic dacă concentrația de impurități în regiunea de tip p ($N_A \approx p_{po}$) este mult mai mare decît concentrația corespunzătoare de impurități din regiunea de tip n($N_D \approx n_{no}$). Astfel presupunerea noastră inițială este justificată dacă, așa cum am afirmat, $N_A \gg N_D$.

Dacă, pe de altă parte, concentrațiile de impurități în cele două zone nu sînt puternic dezechilibrate, curenții de goluri și de electroni pot fi comparabili și ambii trebuie considerați în calculul caracteristicii curent-tensiune a joncțiunii. Întrucît ambii curenți au aceeași dependență de tensiune [dată de (4.12)] se schimbă numai valoarea curentului de saturație I_s din (4.20a).

În figura 4.13 sînt arătate distribuțiile curenților de goluri și de electroni pentru o joncțiune avînd structura din fig. 4.12, în care curentul

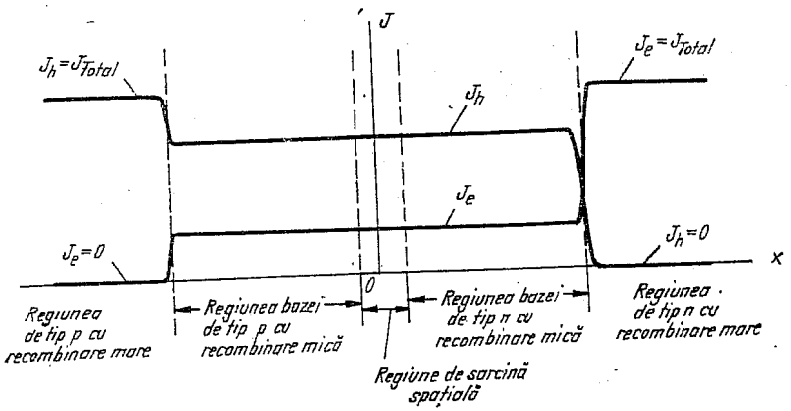


Fig. 4.13. Distribuțiile curenților de goluri și de electroni în structura cu două baze subțiri din fig. 4.12.

de electroni este presupus a fi o treime din curentul de goluri (și în care nu există recombinare în regiunea de sarcină spațială). Suma curenților de goluri și de electroni este, firește, independentă de x. În evaluarea curentului total este totuși necesar să se calculeze această sumă în regiunea de sarcină spațială unde curenții de goluri și de electroni se cunosc explicit (v. problemele P 4.13 și P 4.14).

4.3.3. Dependența de temperatură a ecuației idealizate a diodei

Legea idealizată a diodei din ecuația (4.10a) este influențată de temperatură pe două căi :

1. Concentrația purtătorilor minoritari la echilibru, ce apare în curentul de saturație (4.20b), este proporțională cu n_i^2. De aceea ea crește puternic cu temperatura, după cum s-a arătat în paragraful 2.2.2.

2. Tensiunea termică kT/q ce apare la argumentul exponențialei depinde liniar de temperatură.

Dependența de temperatură a coeficientului de difuzie care apare în curentul de saturație poate fi practic neglijată în comparație cu dependența puternică de temperatură a concentrației purtătorilor minoritari.

Pentru a cerceta în continuare consecințele acestor efecte termice, aproximăm dependența de temperatură a concentrației intrinseci de impurități cu o exponențială [1]) (v. problema P 2.9). Prin urmare, presupunem că :

$$n_i^2(T) \approx n_i^2(T_0)\, e^{a(T - T_0)} \tag{4.23a}$$

Factorul a este egal cu viteza normată de variație a lui n_i^2 cu temperatura :

$$a = \frac{1}{n_i^2} \frac{d(n_i^2)}{dT}. \tag{4.23b}$$

Pentru germaniu, în jurul temperaturii camerei, a este aproximativ 0,12 pe grad Kelvin (12%/K). Valoarea corespunzătoare pentru siliciu este aproximativ 18%/K.

Vom considera acum trei coeficienți de temperatură folosiți în general pentru dioda cu joncțiune idealizată și îi vom exprima pe fiecare în funcție de parametrii semnificativi. Primul coeficient de temperatură este cel al curentului de saturație I_s. Acest coeficient se aplică curentului invers al diodei întrucît $I \approx -I_s$ cînd V, este mai negativ decît un număr de

[1]) Dependența reală de temperatură pentru n_i^2 este de forma $T^3 e^{-\beta/T}$ unde β este o constantă. Pentru siliciu, β este de ordinul 7 000 K, iar pentru germaniu 4 500 K. Pentru temperaturi cuprinse între ± 75 K față de temperatura camerei, diferențele între legea $T^3 e^{-\beta/T}$ și aproximația folosită aici, $e^{a\Delta T}$, sînt practic insesizabile. Am utilizat aproximația $e^{a\Delta T}$ pentru că este exactă în jurul temperaturii camerei și ușurează calculele (*NA*).

kT/q. Coeficientul normat de temperatură al curentului de saturație este, prin definiție:

$$\frac{1}{I_s}\frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}T}.$$

Diferențiind ecuația (4.20b) și folosind ecuația (4.23b) ca și faptul că $p_{no} = n_i^2/N_D$, obținem:

$$\frac{1}{I_s}\frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}T} = a. \tag{3.24}$$

Așadar, curentul de saturație al unei diode idealizate cu siliciu crește cu aproximativ 18% pe grad Kelvin. În comparație cu valorile caracteristice altor componente electronice, ca rezistoare, condensatoare, tuburi cu vid, un asemenea coeficient de temperatură este extraordinar de mare. Vom vedea că efectele sale trebuie luate în considerație cînd se folosesc în circuite dispozitive cu joncțiune.

Vom considera în continuare dependența de temperatură a curentului prin joncțiune cu tensiune directă aplicată. Presupunem că polarizarea directă este destul de mare pentru ca unitatea să se poată neglija față de exponențială în ecuația diodei. Astfel ecuația diodei poate fi aproximată prin:

$$I \approx I_s\, \mathrm{e}^{qV_j/kT}. \tag{4.25}$$

Derivînd în raport cu T (pentru V_j constant) obținem:

$$\left(\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}T}\right)_{V_j} = \frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}T}\mathrm{e}^{qV_j/kT} - \frac{1}{T}\frac{qV_j}{kT}I_s\,\mathrm{e}^{qV_j/kT}.$$

Coeficientul de temperatură normat al curentului direct la tensiune constantă este, deci:

$$\left(\frac{1}{I}\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}T}\right)_{V_j} = a - \frac{1}{T}\frac{qV_j}{kT}. \tag{4.26}$$

Evident, coeficientul de temperatură al curentului direct este mai mic decît cel al curentului de saturație. Pentru un dispozitiv cu siliciu la $T = 300$ K și cu $V_j = 30$ (kT/q), circa 0,76V, acest coeficient are o valoare de aproximativ 8%/K. Coeficienții din ecuațiile (4.24) și (4.26) arată că pentru variații mici de temperatură (mici în raport cu temperatura absolută T) curentul de saturație și curentul direct la tensiune constantă cresc exponențial cu temperatura.

În sfîrșit, vom evalua dependența de temperatură a tensiunii pe diodă la curent direct constant. Scoțînd V_j din ecuația (4.25) și derivînd în raport cu T (pentru I considerat constant) obținem:

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}T_j}\right)_I = -\frac{kT}{q}a + \frac{V_j}{T}. \tag{4.27}$$

Folosind valorile de mai sus pentru un dispozitiv cu siliciu la 300 K cu o tensiune directă de 0,76 V_j găsim un coeficient de circa −2 mV/K. Pentru variații de temperatură mici în comparație cu temperatura absolută, tensiunea directă la curent constant descrește liniar cu temperatura.

4.4. COMPORTAREA DINAMICĂ A JONCȚIUNII *pn*

Întreaga analiză a joncțiunii *pn* prezentată pînă aici s-a limitat la situații statice, în care tensiunea pe joncțiune, concentrațiile de purtători și procesele circulației purtătorilor variau cel mult foarte lent; cu alte cuvinte, studiul a fost limitat la regimul static de curent continuu. Dorim acum să luăm în considerație consecințele schimbărilor mai rapide ale variabilelor electrice și ale concentrațiilor de purtători. În general, ne putem aștepta ca relația curent-tensiune dedusă în paragraful 4.3.2 să prezinte erori ori de cîte ori distribuția internă de sarcină se schimbă destul de rapid pentru ca să necesite curenți de încărcare comparabili cu curenții statici evaluați mai înainte. Schimbarea distribuției de sarcină trebuie cercetată în două locuri: în regiunea de sarcină spațială și în regiunile neutre.

4.4.1. Stocări de sarcină în regiunea ee sarcină spațială

După cum am văzut în paragraful 4.2.1, de o parte și de alta a planului în care se schimbă concentrația de impurități există un strat dipolar de sarcini. Acest strat dipolar este arătat în fig. 4.4,*b* și 4.5,*b*. Cantitatea de sarcină în fiecare jumătate a stratului de sarcină spațială depinde de căderea de potențial electrostatic pe regiunea de sarcină spațială. Această cădere este egală cu potențialul de contact ψ_0 în condiții de echilibru și devine $\psi_0 - V_j$ cînd pe joncțiune se aplică o tensiune V_j. Pentru a cerceta consecințele variațiilor acestui strat dipolar trebuie să determinăm relația între sarcină și tensiunea pe joncțiune. Dependența între cantitatea de sarcină în stratul dipolar și căderea de potențial poate fi dedusă din ecuațiile (4.6b) și (4.6c). Folosind (4.6c), căderea totală de potențial, egală cu $\psi_0 - V_j$, poate fi scrisă:

$$\psi_0 - V_j = -\int_{x_p}^{x_n} \mathcal{E}_x(x')\,\mathrm{d}x'. \tag{4.28}$$

Reamintim că limitele x_n și x_p sînt astfel alese încît să includă întreaga regiune de sarcină spațială. Totuși, întrucît $\mathcal{E}_x$ este zero pentru valori mari ale lui $|x|$, putem schimba limita inferioară la $-\infty$ și cea superioară la $+\infty$ fără a schimba valoarea integralei. Facem aceste schimbări pentru a sublinia că o variație a înălțimii barierei, produsă de V_j, necesită o variație e integrantului, adică a lui $\mathcal{E}_x$.

Integrînd prin părți (4.28) obținem:

$$\psi_0 - V_j = -x' \mathcal{E}_x(x') \Big|_{-\infty}^{\infty} + \int_{-\infty}^{\infty} x' \frac{d\mathcal{E}_x(x')}{dx'} dx'.$$

Primul termen din partea dreaptă se anulează deoarece cîmpul electric este zero în afara regiunii de sarină spațială. Al doilea termen poate fi simplificat derivînd ecuația (4.6b) pentru a obține $d\mathcal{E}_x(x')/dx'$. Rezultă:

$$\frac{d\mathcal{E}_x(x')}{dx'} = \frac{\rho(x')}{\varepsilon}. \tag{4.29}$$

Relația între căderea de potențial pe regiunea de sarcină spațială și densitatea de sarcină spațială este deci:

$$\psi_0 - V_j = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} x' \rho(x') dx'. \tag{4.30}$$

Cantitatea de sarcină stocată Q_j în fiecare jumătate a stratului dipolar este:

$$Q_j = A \int_0^{\infty} \rho(x') dx' \tag{4.31a}$$

sau

$$Q_j = -A \int_{-\infty}^{0} \rho(x') dx', \tag{4.31b}$$

unde A este aria joncțiunii.

Analiza de mai sus arată că înălțimea barierei de potențial este proporțională cu distribuția de sarcină în primul moment, în timp ce cantitatea de sarcină dipolară este proporțională cu *integrala* distribuției de sarcină. Prin urmare, schimbări ale tensiunii V_j, ce necesită schimbarea distribuției de sarcină în primul moment, conduc în general la schimbări ale integralei distribuției, deci la schimbări ale lui Q_j.

Această situație este ilustrată în fig. 4.14,*a* care prezintă distribuția sarcinii spațiale pentru două valori ale tensiunii pe joncțiune. Diagramele se referă la o joncțiune în care concentrațiile de purtători mobili sînt neglijabile în cea mai mare parte a regiunii de sarcină spațială, adică o joncțiune în care se aplică aproximația sărăcirii discutată în paragraful 4.2.1. Distribuțiile corespunzătoare de purtători mobili sînt arătate în fig. 4.14,*b*.

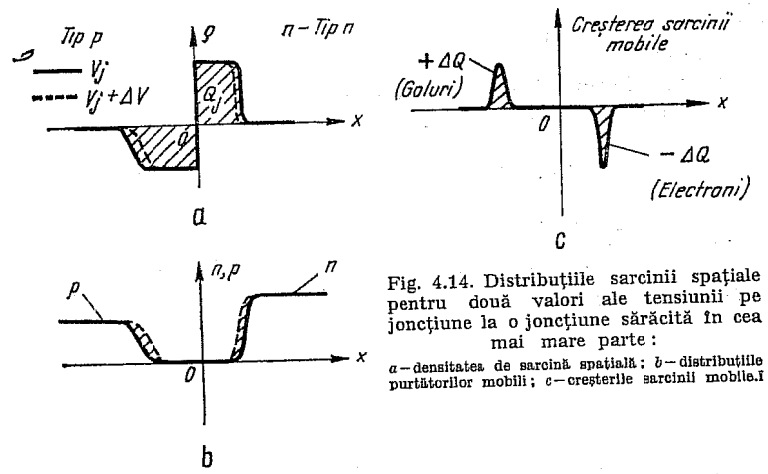


Fig. 4.14. Distribuțiile sarcinii spațiale pentru două valori ale tensiunii pe joncțiune la o joncțiune sărăcită în cea mai mare parte:
a – densitatea de sarcină spațială; *b* – distribuțiile purtătorilor mobili; *c* – creșterile sarcinii mobile.

Cînd tensiunea pe joncțiune crește de la V_j la $V_j + \Delta V$, regiunea de sarcină spațială se micșorează puțin, astfel scăzînd sarcina în fiecare jumătate a stratului dipolar. Purtători majoritari pătrund în ambele zone pentru a neutraliza surplusul de sarcini. Cantitățile de goluri și de electroni necesare pentru a suporta variația ΔV sînt proporționale cu ariile întunecate din fig. 4.14,*b*, În fig. 4.14,*c* apar aceste creșteri ale cantității de purtători mobili. Sarcinile ΔQ arătate în fig. 4.14,*c* reprezintă sarcinile de purtători majoritari ce trebuie să curgă în regiunea de sarcină spațială pentru a suporta creșterea ΔV a tensiunii pe joncțiune.

Dacă variația ΔV a tensiunii este suficient de mică, variația sarcinii ΔQ este proporțională cu ΔV. Astfel poate fi definită o *capacitate de semnal mic a sarcinii spațiale a joncțiunii*, C_j:

$$C_j = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} = \frac{dQ}{dV}. \tag{4.32a}$$

Această capacitate de semnal mic este, desigur, dependentă de înălțimea barierei de potențial. Este util să găsim componenta dinamică a curentului joncțiunii, care schimbă sarcina stocată în regiunea de sarcină

spațială. Dacă componenta variabilă de semnal mic a tensiunii pe joncțiune este v, componenta variabilă de semnal mic a curentului este:

$$i = C_j \frac{dv}{dt}. \tag{4.32b}$$

Dacă se poate aplica aproximația sărăcirii, ca în fig. 4.14, variația sarcinii $Q\Delta$ asociată unei variații a tensiunii pe joncțiune poate fi exprimată în funcție de sarcina stocată în fiecare jumătate a stratului dipolar. Notăm cu q_v diferența între sarcina stocată la echilibru și sarcina stocată la o tensiune oarecare:

$$q_v(V_j) = Q_j(0) - Q_j(V_j). \tag{4.33a}$$

Observăm că sarcina q_v este pozitivă pentru polarizări directe [cînd $Q_j(V_j) < Q_j(0)$] și negativă pentru polarizări inverse. *Deci q_v corespunde sarcinii de purtători majoritari ce trebuie adăugate în fiecare parte a stratului dipolar cînd tensiunea variază de la 0 la V_j.* Prin urmare $\Delta Q = \Delta q_v$ și avem:

$$C_j = \frac{dq_v}{dV_j}. \tag{4.33b}$$

Dacă folosim ipoteza sărăcirii ca în paragraful 4.2.1, putem utiliza (4.31) și (4.33b) pentru a evalua direct capacitatea de semnal mic a unei joncțiuni abrupte. Presupunem că distribuția de sarcină spațială este

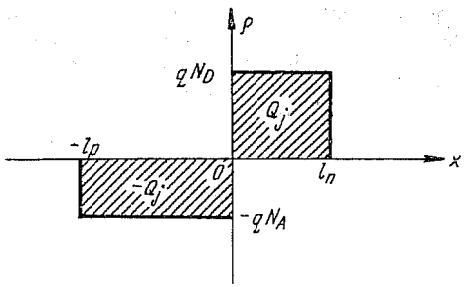


Fig. 4.15. Distribuția aproximativă a sarcinii spațiale folosită la evaluarea capaității de semnal mic a joncțiunii în care se aplică aproximația sărăcirii.

rectangulară ca în fig. 4.15. Aplicînd ecuația (4.30) acestei distribuții obținem:

$$\psi_0 - V_j = \frac{1}{\varepsilon}\left(-qN_A\int_{-l_p}^{0} x\,dx + qN_D\int_{0}^{l_n} x\,dx\right)$$

sau

$$\psi_0 - V_j = \frac{q}{2\varepsilon}\left(N_A l_p^2 + N_D l_n^2\right). \tag{4.34a}$$

Similar, din ecuațiile (4.31) obținem:

$$Q_j = AqN_D\, l_n \tag{4.34b}$$

și

$$Q_j = AqN_A\, l_p. \tag{4.34c}$$

Eliminînd l_n și l_p între ultimele trei ecuații găsim:

$$Q_j = K_a(\psi_0 - V_j)^{1/2} \tag{4.35a}$$

unde constanta K_a este dată de relația:

$$K_a = A\left[(2\,\varepsilon\, q)\,\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right]^{1/2} \tag{4.35b}$$

Sarcina q_v definită de (4.33a) este

$$q_v = K_a\left[\psi_0^{1/2} - (\psi_0 - V_j)^{+1/2}\right] \tag{4.36}$$

și capacitatea de semnal mic a joncțiunii este:

$$C_j = \frac{K_a}{2}(\psi_0 - V_j)^{-1/2}. \tag{4.37}$$

Capacitatea de semnal mic a regiunii de sarcină spațială depinde deci de tensiunea pe joncțiune, crescînd cu creșterea tensiunii.

Putem exprima C_j într-o altă formă, intuitivă pentru înțelegerea legăturii între capacitate și fenomenul fizic. Dacă eliminăm Q_j între ecuațiile (4.34), obținem expresiile ce dau l_n și l_p. Lărgimea totală a regiunii de sarcină spațială $l = l_n + l_p$ rezultă:

$$l = \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q}\right)\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right]^{1/2}(\psi_0 - V_j)^{1/2} = \frac{2\varepsilon}{AK_a}(\psi_0 - V_j)^{1/2}. \tag{4.38}$$

Comparînd ecuația (4.38) cu expresia capacității de semnal mic din ecuația (4.37), observăm că C_j poate fi scris:

$$C_j = \frac{\varepsilon A}{l} \tag{4.39}$$

care reprezintă, firește, capacitatea unui condesator plan paralel de arie A, cu distanța l între plăci și dielectric de permitivitate ε. Capacitatea de semnal mic are această formă pentru că sarcina este adăugată sau îndepărtată de la marginile regiunii de sarcină spațială atunci cînd variază tensiunea, după cum se arată în fig. 4.14.

Deși am exemplificat evaluarea capacității de semnal mic pentru o joncțiune abruptă, definițiile din ecuațiile (4.33) și rezultatul (4.39) se pot aplica pentru orice joncțiune în care este valabilă aproximația sărăcirii. Dependența sarcinii q_V de V_j va fi, desigur, diferită pentru profile diferite de impurități. De exemplu, într-o joncțiune liniar gradată sarcina q_V din regiunea de sarcină spațială are forma:

$$q_V = K_g \left[\psi_0^{2/3} - (\psi_0 - V_j)^{2/3}\right] \tag{4.40a}$$

unde K_g este o constantă ce depinde de aria joncțiunii și de viteza de schimbare a distribuției de impurități (v. problema P 4.17). În acest caz, capacitatea de semnal mic a regiunii de sarcină spațială are următoarea dependență de tensiune:

$$C_j = \frac{2K_g}{3}(\psi_0 - V_j)^{-1/3}. \tag{4.40b}$$

În figura 4.16 se arată dependența sarcinii q_V de tensiune pentru o joncțiune abruptă și una liniar gradată (cele două curbe corespund unor joncțiuni ce au aceeași capacitate de semnal mic la $V_j = -10$ V).

Trebuie subliniat că deși noțiunea de capacitate de semnal mic a regiunii de sarcină spațială are sens pentru toate joncțiunile *pn*, *ecuația* (4.33b) *care exprimă capacitatea în funcție de sarcina stocată în fiecare jumătate a stratului dipolar este valabilă numai pentru o joncțiune „sărăcită" de purtători mobili în apropiere de* $x = 0$. Pentru a ilustra această limitare, considerăm o joncțiune asimetrică în care există purtători mobili în apropierea joncțiunii metalurgice. Distribuția sarcinii spațiale în acest caz este arătată în fig. 4.17,*a* pentru două valori ale tensiunii pe joncțiune. Concentrațiile corespunzătoare de purtători mobili sînt arătate în fig. 4.17,*b*; ariile întunecate egale reprezintă aici cantitățile de goluri și de electroni (purtători minoritari) ce trebuie furnizate pentru a suporta micșorarea regiunii de sarcină spațială cauzată de ΔV. Evident, variațiile de sarcină

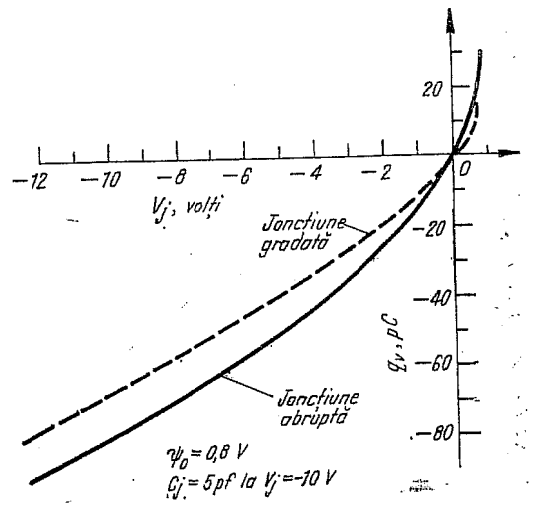


Fig. 4.16. Dependența sarcinii q de tensiune.

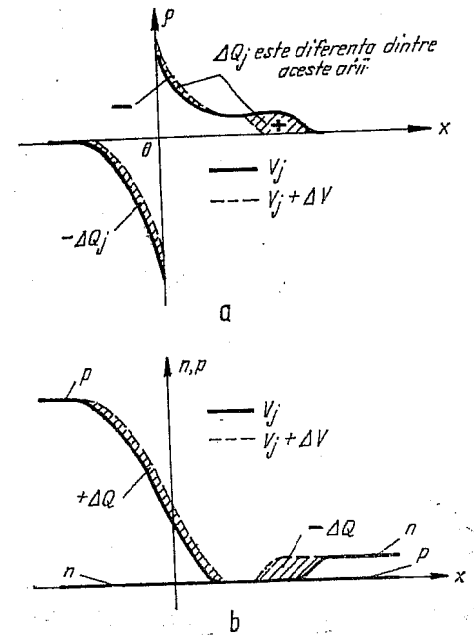


Fig. 4.17. Regiunea de sarcină spațială la o joncțiune în care nu se poate aplica aproximația sărăcirii:
a – densitatea de sarcină spațială; *b* – distribuțiile purtătorilor mobili.

asociate, pe care le-am notat cu ΔQ, nu mai sînt egale cu variațiile sarcinii stocate în fiecare jumătate a stratului dipolar, variații reprezentate prin ariile întunecate din fig. 4.17,*a* notate cu ΔQ_j. Prin urmare, în orice joncțiune în care una din concentrațiile de purtători mobili are o valoare semnificativă (în comparație cu concentrația de impurități) la joncțiunea metalurgică ($x = 0$ pentru modelul nostru), ΔQ nu este egală cu Δq și definiția capacității de semnal mic a sarcinii spațiale dată de (4.33b) nu este valabilă. Bineînțeles, în acest caz nu pot fi aplicate nici ecuațiile (4.36), (4.38), (4.40).

4.4.2. Stocări de sarcină în regiunile neutre

Am văzut că la aplicarea unei tensiuni directe pe joncțiune, în regiunile neutre în afara stratului de sarcină spațială apar purtători în exces (v. fig. 4.11). Evident, pentru a schimba distribuțiile acestor purtători trebuie introduși sau înlăturați purtători în exces. Deoarece electronii și golurile sînt furnizați în general din locuri diferite din structură, aceste variații ale distribuțiilor de purtători în exces necesită curenți dinamici de încărcare ce trebuie luați în considerație. Vom urmări acum natura și originea

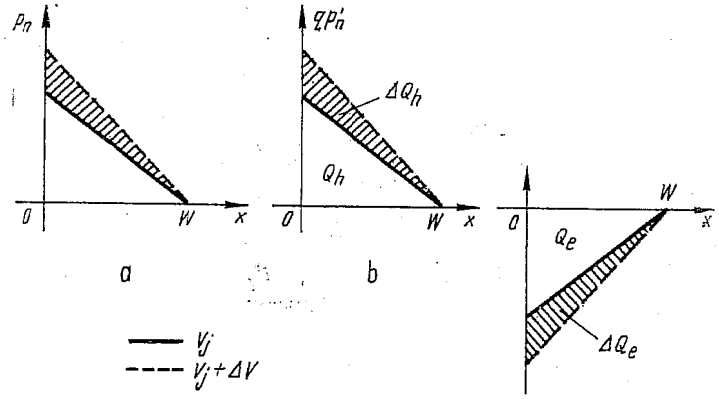


Fig. 4.18. Stocări de purtători de sarcină în exces în dioda cu bază subțire, la polarizare directă :
a – distribuția purtătorilor în exces ; *b* – variația stocării de goluri ; *c* – variația stocării de electroni.

curenților dinamici asociați variațiilor stocărilor de purtători de sarcină în exces.

Distribuțiile de purtători în exces în dioda cu bază subțire studiată în paragraful 4.3 sînt arătate în fig. 4.18,*a* pentru două valori ale tensiunii pe joncțiune. O creștere a tensiunii pe joncțiune de la V_j la $V_j + \Delta V$

determină injecția mai multor purtători în exces. Astfel sarcina asociată golurilor în exces, notată Q_h și ilustrată în fig. 4.18, *b*, trebuie să crească ; similar, sarcina stocată de electroni, prezentată în fig. 4.18, *c* va crește cu o cantitate egală. Întrucît golurile și electronii sînt sarcini opuse iar variațiile sînt egale, neutralitatea este menținută ; adică,

$$\Delta Q = \Delta Q_h + \Delta Q_e = 0.$$

Am putea crede că, deoarece ΔQ este zero, nu există un curent de încărcare asociat schimbărilor în stocările de purtători de sarcină în exces. Totuși alta este situația pentru că golurile și electronii necesari acestor schimbări vin dinspre terminale opuse. Mai precis, golurile sînt injectate din zona de tip p, prin regiunea de sarcină spațială, în regiunea bazei. Pe de altă parte, electronii curg în bază din zona de tip n cu recombinare mare (regiunea *1*) prin planul $x = W$. Ca urmare, curenții de încărcare asociați variațiilor dinamice ale stocărilor de sarcini trebuie adunați la curentul static dat de legea exponențială idealizată a diodei (4.20a). Dacă variația tensiunii pe joncțiune ΔV este suficient de mică, variația fiecărei stocări de purtători în exces este proporțională cu ΔV. Am putea să definim o *capacitate de semnal mic a sarcinii stocate* astfel :

$$C_D = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta Q_h}{\Delta V} \tag{4.41a}$$

sau

$$C_D = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{-\Delta Q_e}{\Delta V} \tag{4.41b}$$

și să deducem pe baza acestei capacități relația între curentul dinamic de încărcare și variația tensiunii pe joncțiune. Utilitatea acestui mod de abordare a problemei pentru o diodă cu joncțiune este limitată din două motive :

1. Cînd vitezele de variație sînt suficient de mari pentru a fi importante la o diodă cu joncțiune, distribuția de purtători în exces nu mai este liniară ci poate prezenta o curbură considerabilă. Această curbură apare deoarece curentul de goluri (care, ne amintim, este proporțional cu panta distribuției) are valori diferite în funcție de x întrucît o parte a acestui curent produce schimbările în stocarea de goluri. În consecință, o capacitate bazată pe distribuția triunghiulară din fig. 4.18 ar fi eronată.

2. Nu este posibil să se separe total curentul static de conducție de curentul dinamic de încărcare sau de deplasare. O parte din golurile necesare schimbării stocării de goluri pot fi asigurate de dezechilibrări tranzitorii ale curentului de conducție. Astfel, nu tot curentul ce „încarcă" C_D

trebuie furnizat prin regiunea de sarcină spațială; o parte a curentului de încărcare este furnizată de creșteri întîrziate ale curentului de goluri ce curge în afara regiunii cu recombinare scăzută la $x = W$.

Analiza detaliată a acestor efecte dinamice în diodele cu joncțiune necesită cercetarea dependenței de timp a legilor de conservare, exprimate prin ecuații cu derivate parțiale, de care nu ne vom ocupa. Vom reveni totuși asupra acestei probleme în capitolul 7, în studiul tranzistoarelor bipolare, unde vom descoperi că nici una dintre dificultățile descrise mai sus nu reprezintă o limitare serioasă în cazul tranzitoarelor și unde vom introduce o capacitate a sarcinii stocate definită în conformitate cu ecuațiile (4.39).

4.5. STRUCTURI DE DIODE CU JONCȚIUNE

Dispozitivele semiconductoare care cuprind joncțiuni *pn* sînt importante în practică fiind folosite drept componente de circuit. Astfel, pentru a completa expunerea din acest capitol, trebuie să analizăm modul în care sînt adăugate contacte sau terminale unei structuri cu joncțiune *pn* și trebuie să explicăm caracteristicile curent-tensiune observate la terminal pe baza comportării fizice pe care am cercetat-o.

4.5.1. Contacte și joncțiuni metal-semiconductor

Contactele sînt necesare pentru a lega tensiunea și curenții joncțiunii cu „lumea exterioară". Conexiunile electrice pot fi realizate în mai multe moduri pe regiunile de tip p și de tip n. Semiconductorul poate fi lipit la un metal ce va constitui terminalul dispozitivului. Sau o peliculă subțire de metal poate fi evaporată pe suprafața semiconductorului. Fire pot fi lipite sau legate printr-o combinație de încălzire și presare (legare prin „termocompresiune") pe această peliculă de metal pentru a asigura contactul. În fiecare caz obținem o structură similară celei din fig. 4.19, care trebuie comparată cu fig. 4.10. Notăm tensiunea la borne cu V. Curentul la terminale este, bineînțeles, egal cu curentul joncțiunii I întrucît întregul curent ce traversează regiunea de sarcină spațială trebuie să circule în circuitul exterior.

În condiții de echilibru nu va exista, în mod evident, tensiune între terminalele unei diode cu joncțiune izolată. Dacă ar fi o tensiune, ar circula un curent printr-o sarcină conectată la terminale; o asemenea situație ar încălca legile generale ale termodinamicii care stabilesc printre altele că un sistem izoterm în echilibru cu mediul înconjurător nu poate produce lucru mecanic (legea a doua). Din discuția din paragraful 4.2.1 reiese clar faptul că există o diferență de potențial electrostatic între regiunile de

tip p și de tip n ale structurii. Această diferență de potențial este potențialul de contact ce apare la joncțiunea dintre doi semiconductori de tipuri diferite. El se opune la echilibru tendinței de difuzie a purtătorilor mobili spre regiunile unde sînt minoritari. Cum se împacă existența potențialului de contact la o joncțiune cu cerința ca tensiunea la borne, în gol, să fie zero? Răspunsul constă în a recunoaște că circuitul conține atît joncțiunea *pn* cît și două joncțiuni metal-semiconductor. Suma algebrică a potențialelor de contact ale acestor trei joncțiuni trebuie să fie zero pentru a satisface condiția termodinamică menționată mai sus.

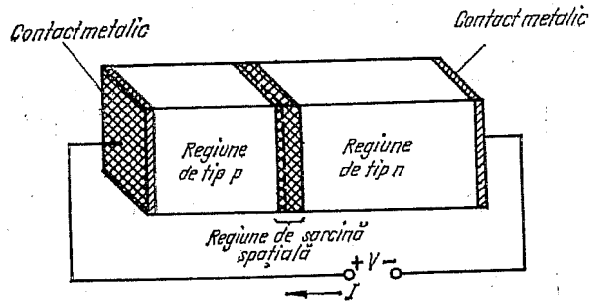


Fig. 4.19. O diodă cu joncțiune cu contacte.

Din punct de vedere al comportării electrice, joncțiunile metal-semiconductor (MS) diferă de joncțiunile *pn* din două considerente importante:

1. Joncțiunile MS sînt bune conducătoare în ambele direcții. Pentru aceasta ele trebuie să înlesnească un schimb liber de sarcini între purtătorii de sarcină din metal (electroni) și purtătorii din semiconductor (goluri în materialul de tip p, electroni în materialul de tip n).

2. Bariera de potențial la o joncțiune MS nu își schimbă semnificativ înălțimea cînd circulă curent prin joncțiune. De aceea concentrația de purtători în exces în semiconductorul adiacent contactului este zero chiar în prezența curentului.

Aceste proprietăți fizice pot fi obținute într-o joncțiune MS fie alegînd metalul astfel încît regiunea de sarcină spațială formată la joncțiune să producă mai degrabă o îmbogățire decît o sărăcire de purtători mobili, fie făcînd extrem de mic timpul de viață în semiconductorul adiacent joncțiunii. Contactele metal-semiconductor ce au aceste proprietăți sînt numite *neredresoare* sau *ohmice*.[1])

[1]) Nu toate joncțiunile MS sînt ohmice; unele sînt redresoare și au caracteristici curent-tensiune asemănătoare cu ale joncțiunilor *pn*. „Detectoarele cu cristal" cu contact punctiform folosite în perioada de început a comunicațiilor radio sînt un exemplu de contacte MS neohmice. O tratare mai amplă a acestor probleme complicate se găsește în [4.3], capitolul 4 (*NA*).

4.5.2. Caracteristici statice curent-tensiune

Întrucît prin modul de fabricație contactele metal-semiconductor la o diodă cu joncțiune sînt ohmice, tensiunea V la bornele unei diode poate diferi de tensiunea pe joncțiune V_j numai prin căderile de potențial pe regiunile neutre. Aceste căderi de potențial pot apărea ca rezultat al trecerii curentului prin aceste regiuni ce au o rezistivitate electrică considerabilă.[1] În condiții de nivel mic de injecție cînd concentrațiile de purtători majoritari și deci rezistivitățile nu sînt practic afectate de purtătorii în exces, căderile de potențial în regiunile neutre sînt ohmice (adică sînt proporționale cu curentul prin joncțiune I) și pot fi reprezentate cu ajutorul unei rezistențe serie R_S. Deci tensiunea totală la borne V, poate fi scrisă:

$$V = R_S I + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right). \qquad (4.42)$$

Al doilea termen este tensiunea pe joncțiunea V_j obținută prin inversarea ecuației (4.20a). Rezistența serie R_S este destul de scăzută încît pentru curenți mici, tensiunea pe joncțiune este predominantă. Astfel, pentru curenți mici, adică pentru polarizări inverse și polarizări directe reduse, caracteristica curent-tensiune ($I-V$) pentru o diodă cu joncțiune va avea forma ecuației diodei cu joncțiune *pn* idealizate.[2] O astfel de comportare este arătată în fig. 4.20, *a*. Curentul de saturație din fig. 4.20, *a* este mai mare decît cel ce apare la majoritatea diodelor. Valorile acestui parametru pot fi cuprinse, la temperatura camerei, de la microamperi pînă la picoamperi (10^{-12} A).

Curba din fig. 4.20, *a* este la o scară ce pune în evidență curentul invers sau de saturație. Dacă scările sînt schimbate încît să fie puse în evidență valorile tipice pentru curentul direct, în general curentul invers nu mai poate fi observat (fig. 4.20, *b*). Mai mult, valoarea mică a curentului de saturație în comparație cu curenții direcți tipici împreună cu dependența puternică de tensiune dată de ecuația exponențială a diodei conduc la o aparentă *tensiune de prag* sub care există un curent direct foarte mic și peste care curentul direct crește rapid cu tensiunea. Tensiunea de prag arătată în fig. 4.20, *b* este de circa 0,2 V. Această valoare caracteristică este cuprinsă de obicei între aproximativ 0,2 V (pentru diode cu germaniu

[1] Semiconductoarele dopate folosite uzual în dispozitivele cu joncțiune au rezistivități cu 2 pînă la 6 ordine de mărime mai mari decît rezistivitatea metalelor bune conducătoare, cum ar fi argintul. (*NA*)

[2] O serie de fenomene fizice pe care nu le-am discutat aici pot cauza abateri importante de la ecuația idealizată a diodei la curenți mici. Vezi [4.1], capitolul 4. (*NA*)

cu curenți mari de saturație) și 0,7 V (pentru diode cu siliciu cu curenți mici de saturație).

Cu creșterea curentului direct, termenul ohmic din ecuația (4.42) crește în cele din urmă mai repede decît termenul logaritmic și în tensiunea la borne devine preponderentă căderea în regiunile neutre. În această zonă caracteristica diodei este aproximativ liniară.

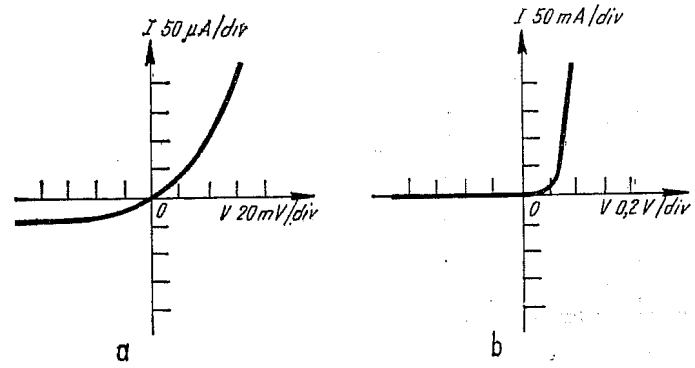


Fig. 4.20. Caracteristicile statice $I-V$ ale unei diode cu joncțiune:
a — comportarea în jurul originii; *b* — caracteristică ce pune în evidență creșterea rapidă a curentului direct al diodei.

4.6. FOTODIODE CU JONCȚIUNE

În toate structurile joncțiunilor *pn* studiate pînă acum, purtătorii în exces rezultau fie din injecție fie din extracție prin joncțiune. Este posibil, desigur, să se producă purtători în exces și prin alte mijloace, cum ar fi, de pildă, injecția optică. Pentru a ilustra o altă aplicație a electronicii fizice a joncțiunilor *pn* de care ne ocupăm în acest capitol, vom considera acum o fotodiodă simplă cu joncțiune în care purtătorii în exces generați optic realizează un mijloc de conversie a energiei radiante în energie electrică.

Vom studia din nou o structură fizică simplă, idealizată, aleasă pentru a minimiza dificultățile analitice. Această structură, arătată în fig. 4.21, are următoarele caracteristici:

1. Dioda este dopată asimetric: regiunea de tip *p* este dopată mult mai puternic decît regiunea de tip *n*. În consecință, curentul prin regiunea de sarcină spațială este dat aproape în întregime de curgerea golurilor.

2. Regiunea de tip *n* are un timp de viață mare; lungimea de difuzie a purtătorilor în exces este astfel mare în comparație cu lărgimea W.

3. Ambele regiuni ale semiconductorului au contacte metalice. Contactul pe regiunea de tip n este plasat astfel încît să nu împiedice absorbția de fotoni în planul paralel cu joncțiunea.

Presupunem că suprafața regiunii de tip n situată la $x = W$ este iluminată uniform cu o radiație ionizantă, astfel încît se produc perechi de purtători în acest plan, cu o viteză de G perechi în unitatea de timp pe unitatea de suprafață. Ca urmare, concentrația de purtători în exces la $x = W$

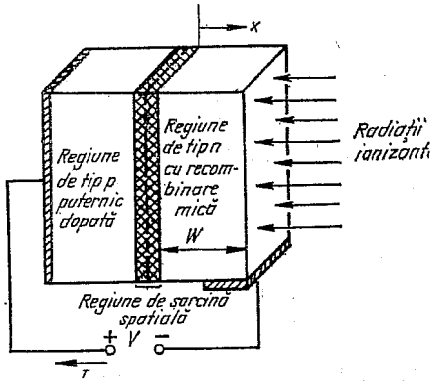


Fig. 4.21. Structura unei fotodiode cu joncțiune.

este pozitivă. Purtătorii minoritari generați optic curg prin difuzie (cînd nivelul de injecție este mic) spre regiunea de sarcină spațială, unde sînt împinși în regiunea de tip p de către cîmpul electric asociat barierei de potențial. Pe de altă parte, purtătorii majoritari generați optic nu pot curge prin regiunea de sarcină spațială; cîmpul de acolo se opune mișcării lor. Purtătorii majoritari vor curge transversal în regiunea de tip n și vor ieși prin contact, susținînd astfel circulația curentului în circuitul extern.

Mărimea curentului dezvoltat depinde de tensiunea la borne, V. Vom considera două cazuri particulare importante: cazul terminalelor în scurtcircuit, cînd $V = 0$ și cazul terminalelor în gol, cînd $I = 0$.

Cînd dioda este scurtcircuitată, tensiunea pe joncțiune V_j este zero și bariera de potențial are valoarea de la echilibru.[1] Prin urmare, concentrația de purtători în exces la marginea din zona n a regiunii de sarcină spațială ($x = 0$) este zero, conform (4.12a). Cum grosimea W este mult mai mică decît lungimea de difuzie, curentul de goluri difuzate este aproape independent de x și distribuția de purtători în exces are forma arătată în fig. 4.22, a. Distribuția este liniară deoarece curentul de goluri este constant și este curent de difuzie, astfel încît gradientul (panta) trebuie să fie constant.

[1] Presupunînd încă o dată că se pot neglija căderile de potențial pe regiunile neutre (NA).

Viteza cu care este generat curentul de goluri (pe unitatea de suprafață) este qG. Ca urmare, curentul joncțiunii va fi:

$$I = -qAG \text{ pentru } V = 0, \tag{4.43a}$$

unde semnul minus este cerut de sensul de referință indicat în fig. 4.21. Concentrația de goluri în exces $p_n'(W)$ la suprafața iluminată poate fi

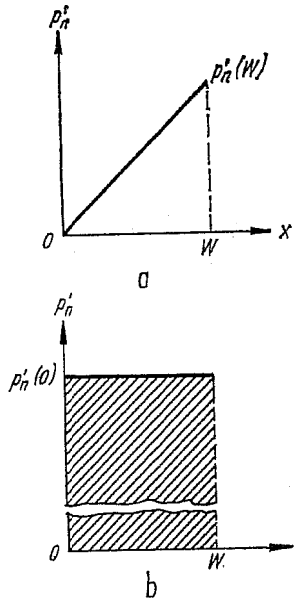


Fig. 4.22. Distribuțiile purtătorilor în exces la fotodioda din fig. 4.20: a — condiții de scurtcircuit; b — condiții de gol.

legată de viteza de generare a golurilor G scriind că golurile generate optic curg spre joncțiune prin difuzie. Vom avea deci

$$qG = qD_h \frac{p_n'(W)}{W} \tag{4.43b}$$

astfel că

$$p_n'(W) = \frac{GW}{D_h}. \tag{4.43c}$$

Cînd dioda este în gol, curentul I este zero. Joncțiunea este, totuși, polarizată direct astfel încît panta distribuției de goluri să fie zero la

marginea regiunii de sarcină spațială, cum se arată în fig. 4.22, *b*. Cu alte cuvinte, polarizarea directă este suficientă pentru a bloca curgerea prin joncțiune a purtătorilor minoritari generați optic. În această diagramă scara pe verticală este întreruptă pentru că $p_n'(0)$ este mult mai mare decît concentrația în exces în condiții de scurtcircuit. Într-adevăr, concentrația aproape uniformă din regiunea de tip n se ridică pînă la valoarea la care viteza netă de recombinare în această regiune, proporțională cu aria întunecată din fig. 4.22, *b*, egalează viteza de generare. Dacă notăm cu τ timpul de viață în regiunea de tip n, viteza locală de recombinare pe unitatea de volum va fi p_n'/τ. Deci pentru distribuția din fig. 4.22, *b*, viteza totală de recombinare (pe unitatea de arie în unitatea de timp) este :

$$\frac{p_n'(0)\,W}{\tau}.$$

Această viteză de recombinare trebuie să fie egală cu viteza de generare a golurilor, G. Astfel obținem :

$$p_n'(0) = \frac{G\tau}{W}. \qquad (4.44a)$$

În fine, tensiunea la borne, egală cu tensiunea pe joncțiune, este [folosind (4.12a)] :

$$V = \frac{kT}{q}\ln\left[\frac{p_n'(0)}{p_{no}} + 1\right] = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{G\tau}{Wp_{no}} + 1\right) \quad \text{pentru } I = 0. \qquad (4.44b)$$

Am obținut astfel două puncte ale caracteristicii $I-V$ a fotodiodei. Ele sînt arătate în fig. 4.23. Caracteristica completă curent-tensiune este

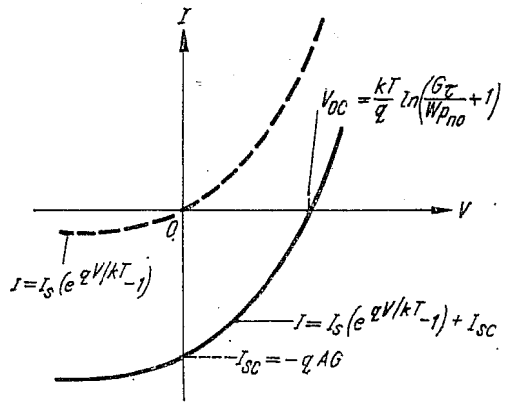


Fig. 4.23. Caracteristicile curent-tensiune ale fotodiodei.

ușor de obținut determinînd distribuția purtătorilor în exces pentru o tensiune arbitrară pe joncțiune ; lăsăm acest calcul pentru o problemă (problema P4.19). Este bine de observat totuși că actuala caracteristică $I-V$ este chiar legea exponențială a diodei translatată cu valoarea curentului de scurtcircuit. În lipsa luminii avem o joncțiune pn obișnuită, deci

$$I = I_S\,(e^{qV/kT} - 1).$$

Principiile fizice ilustrate în acest exemplu stau în general la baza funcționării tuturor dispozitivelor fotovoltaice cu joncțiune, incluzînd detectoarele de lumină și celulele solare pentru conversia energiei. Perechile

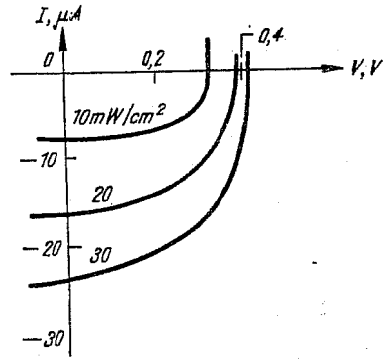
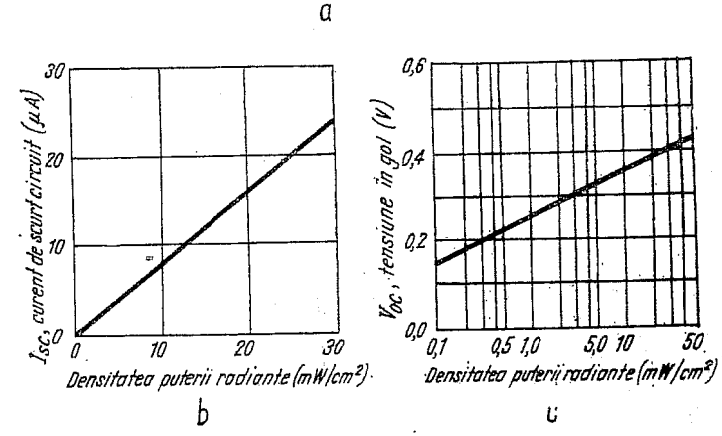


Fig. 4.24. Caracteristici tipice ale unei fotodiode cu siliciu. Sursa de lumină folosită pentru obținerea acestor date a fost o lampă cu filament de wolfram lucrînd la o temperatură de culoare de 2800 K :

a — caracteristici $I-V$ avînd ca parametru densitatea puterii radiante ; *b* — curentul de scurtcircuit în funcție de intensitatea luminii ; *c* — tensiunea în gol în funcție de intensitatea luminii.



produse de absorbția radiațiilor sînt, în fiecare caz, separate de natura unidirecțională a regiunii de sarcină spațială și obligate astfel să circule în circuitul extern. Iluminate de lumina solară, celulele fotovoltaice cu siliciu furnizează curenți de scurtcircuit de ordinul 1 pînă la 10 mA/cm^2 de suprafață iluminată și au tensiuni în gol de cîteva zecimi de volt. Folosite drept convertoare de energie, ele dezvoltă puteri de ieșire de circa 10 mW/cm^2. Caracteristicile $I-V$ ale unei fotodiode tipice cu siliciu sînt arătate în fig. 4.24, *a*. În fig. 4.24, *b* se arată dependența liniară a curentului de scurtcircuit de intensitatea luminoasă, iar în fig. 4.24, *c* este arătată dependența logaritmică a tensiunii în gol de intensitatea luminoasă.

BIBLIOGRAFIE

[4.1] P. E. Gray, D. DeWitt, A. R. Boothroyd, J. F. Gibbons. *Physical Electronics and Circuit Models of Transistors.* Wiley, New York, 1964.
[4.2] A. K. Jonscher. *Principles of Semiconductor Device Operation.* Wiley, New York, 1960.
[4.3] E. Spenke. *Electronic Semiconductors.* McGraw-Hill, New York, 1958.

PROBLEME

P 4.1 Această problemă se ocupă de comportarea electrică a regiunii de sarcină spațială la o joncțiune *pn* abruptă. Analiza este bazată pe aproximația sărăcirii complete care conduce la o distribuție rectangulară a sarcinii, după cum se arată prin linii punctate în fig. 4.4, *b*.

(*a*) Să se deducă expresiile pentru cîmpul electric în regiunea de sarcină spațială. Se vor considera separat regiunile $-l_p < x < 0$ și $0 < x < l_n$.

(*b*) Să se deducă expresiile pentru potențialul electrostatic în regiunea de sarcină spațială. Se vor considera din nou separat cele două jumătăți ale regiunii de sarcină spațială.

(*c*) Să se găsească valoarea maximă a cîmpului electric $\mathcal{E}_0$ și lățimea totală a regiunii de sarcină spațială $l = l_p + l_n$, în funcție de ψ_0, ε, q și concentrațiile de impurități.

Deși această analiză a fost făcută pentru condiții de echilibru, ea se poate aplica și cînd joncțiunea este polarizată. Este necesar numai să se înlocuiască ψ_0 prin $\psi_0 - V_j$.

P 4.2 O joncțiune abruptă *pn* cu siliciu are concentrațiile de impurități:

$$N_A = 10^{15}\ \text{cm}^{-3};$$

$$N_D = 2.10^{17}\ \text{cm}^{-3}.$$

(*a*) Să se evalueze potențialul de contact ψ_0 la temperatura camerei dacă $n_i \approx 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$.

(*b*) Să se evalueze, folosind aproximația sărăcirii, lățimea l a regiunii de sarcină spațială și cîmpul maxim $\mathcal{E}_0$ pentru $V_j = 0$ și pentru $V_j = -10$ V; se ia $\varepsilon = 10^{-12}$ F/cm.

Răspunsuri. (*a*) $\psi_0 \approx 0{,}71$ V; (*b*) $l = 9{,}5.10^{-5}$ cm; $\mathcal{E}_0 = 1{,}5.10^4$ V/cm pentru $V_j = 0$.

P 4.3 Se consideră o joncțiune *pn* abruptă, asimetric dopată, în care concentrația intrinsecă de purtători este destul de mică încît să se poată aplica aproximația sărăcirii. Se presupune $N_A = 100\ N_D$.

(*a*) Să se schițeze distribuțiile sarcinii spațiale, cîmpului electric și potențialului electrostatic. Se va observa că pătrunderea regiunii de sarcină spațială în materialul puternic dopat de tip *p* este mult mai mică decît în materialul de tip *n*. În consecință majoritatea variației de potențial apare în zona *n*.

(*b*) Presupunînd că întreaga variație de potențial apare în partea mai slab dopată, să se deducă o expresie aproximativă pentru lățimea regiunii de sarcină spațială în funcție de q, ε, N_D și $\psi_0 - V_j$. Să se verifice rezultatul calculînd limita expresiei din problema P4.1c pentru $N_A \gg N_D$.

P 4.4 Această problemă tratează condițiile electrice din interiorul regiunii de sarcină spațială a unei joncțiuni unidimensionale la care nu se aplică aproximația sărăcirii.

(*a*) Să se exprime densitatea sarcinii spațiale ρ în funcție de potențialul electrostatic. Facem observația că atît sarcinile fixe cît și sarcinile mobile contribuie la valoarea lui ρ.

(*b*) Folosind legea lui Gauss aplicată unui element diferențial de volum din regiunea de sarcină spațială, să se deducă o ecuație diferențială neliniară după potențialul ψ care să descrie $\psi(x)$ în regiunea de sarcină spațială.

(*c*) Să se arate că rezultatul poate fi pus sub forma

$$\frac{d^2\Phi}{dy^2} = \operatorname{sh}\Phi - \frac{N}{2n_i},$$

unde $\Phi = q\,\psi\,/\,kT$ este potențialul normalizat;
$y = x/L_D$ este coordonata normalizată;

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\,k\,T}{2q^2 n_i}}$$ este numită *lungime Debye*.

Soluțiile acestei ecuații diferențiale neliniare nu pot fi obținute prin cuadraturi; ecuația trebuie rezolvată numeric pentru a obține $\Phi(y)$ și apoi $\psi(x)$, $n(x)$ și $p(x)$ în regiunea de sarcină spațială. Lungimea caracteristică ce determină dependența de poziție a soluției este lungimea Debye L_D. În siliciu, la 300 K, ea are valoarea aproximativă de 3.10^{-3} cm.

P 4.5 Situația de echilibru la o joncțiune *pn* poate fi privită ca rezultat al echilibrării între drift și difuzie în regiunea de sarcină spațială [v. (4.2)]. Considerînd o joncțiune abruptă *pn* simetric dopată ($N_D = N_A$) să se deducă o expresie pentru curentul de goluri datorat driftului ($\mu_h\, p\mathcal{E}_x$) sau pentru curentul datorat difuziei ($D_h\, dp/dx$) în planul în care se schimbă concentrația de impurități ($x = 0$ în fig. 4.4). Se presupune valabilă aproximația sărăcirii. [*Indicație.* Remarcăm că raportul concentrațiilor de goluri din două plane oarecare poate fi exprimat în funcție de diferența de potențial dintre acele plane printr-o ecuație similară cu ecuația (4.5). Să se evalueze densitatea curentului electric la $x = 0$ datorat driftului sau difuziei pentru $N_D = N_A = 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$, $n_i = 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ și $D_h = 50\ \text{cm}^2/\text{s}$.

P 4.6 Această problemă tratează regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni gradate *pn*, adică o joncțiune în care schimbarea concentrației de impurități de la tipul *p* la tipul *n* nu se face abrupt ci treptat. Această situație este ilustrată în fig. 4.25. Ca și în cazul joncțiunii abrupte stratul dipolar de sarcini spațiale apare pentru că există o regiune în care concentrațiile de purtători mobili sînt neglijabile în comparație cu concentrația de impurități. Distribuția cîmpului electric este integrala distribuției sarcinii spațiale, iar distribuția potențialului este integrala distribuției cîmpului, conform ecuațiilor (4.6b) și (4.6c).

Considerăm o joncțiune în care concentrația netă de impurități variază liniar, adică

$$N(x) = -ax$$

unde a este o constantă pozitivă. Să se calculeze și să se traseze grafic $\rho(x)$, $\mathcal{E}(x)$ și $\psi(x)$ pe baza aproximației sărăcirii.

P 4.7 O diodă cu joncțiune cu germaniu, avînd structura ilustrată în fig. 4.10, are următorii parametri:

concentrații de impurități	$\begin{cases} N_A = 10^{18}\ \text{cm}^{-3} \\ N_D = 10^{16}\ \text{cm}^{-3} \end{cases}$
aria secțiunii transversale	$A = 10^{-3}\ \text{cm}^2$
lățimea regiunii cu recombinare scăzută	$W = 10^{-3}\ \text{cm}$
coeficientul de difuzie al golurilor în regiunea de tip n	$D_h = 40\ \text{cm}^2/\text{s}$
concentrația intrinsecă de purtători la 300 K	$n_i = 2.10^{13}\ \text{cm}^{-3}$

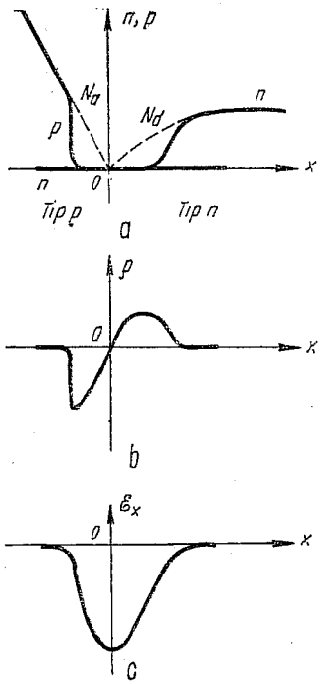


Fig. 4.25 Condiții electrice în regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni pn gradate:
a — concentrațiile de purtători; b — densitatea sarcinii spațiale; c — cîmpul electric.

(a) Să se determine concentrațiile de purtători la echilibru în ambele zone ale regiunii de sarcină spațială (la 300 K).

(b) Să se evalueze, la 300 K, potențialul de contact ψ_0.

(c) Să se evalueze, la 300 K, curentul de saturație I_S din ecuația (4.20a).

(d) Pentru ce gamă de valori ale concentrației purtătorilor în exces injectați $p_n'(0)$ este satisfăcută aproximația nivelului mic de injecție? Se presupune că domeniul de nivel mic de injecție se sfîrșește cînd concentrația de purtători majoritari la marginea regiunii de sarcină spațială crește cu 10% datorită injecției; se consideră $T = 300$ K.

(e) Să se evalueze, pentru $T = 300$ K, curentul prin joncțiune I și tensiunea pe joncțiune V_j la limita superioară a domeniului de nivel mic de injecție.

Răspunsuri (b) $\psi_0 \approx 0{,}43$ V; (c) $I_s \approx 250$ nA; (e) $V \approx 0{,}25$ V; $I \approx 6{,}4$ mA.

P 4.8 Să se calculeze și să se traseze grafic distribuția de purtători în exces, distribuțiile densității de curent și $p_n(x)$ și $n_n(x)$ pentru o polarizare inversă aplicată structurii de diodă din paragraful 4.3. Se presupune $V_j \ll -kT/q$ (adică V_j este negativ și $|V_j|$ este mult mai mare decît kT/q). În esență, această problemă cere să se redeseneze fig. 4.11 pentru o polarizare inversă. Să se explice originea curentului prin joncțiune și curgerea golurilor și electronilor.

P 4.9 Această problemă tratează curgerea purtătorilor minoritari în regiunea bazei la diodă cu bază subțire din fig. 4.10. Datorită dopării asimetrice și lipsei recombinărilor în regiunea bazei, densitatea curentului de purtători majoritari (electroni) în bază este neglijabilă.

(a) Să se evalueze $\mathcal{E}_x$ în bază folosind faptul că $J_{ex} \approx 0$. Să se exprime $\mathcal{E}_x$ în funcție de dp_n'/dx, n_n și kT/q.

(b) Să se demonstreze că componenta de drift a curentului de purtători minoritari (goluri) este neglijabilă în comparație cu componenta de difuzie corespunzătoare la nivele mici de injecție.

P 4.10 Analiza din paragraful 2.1.3 demonstrează că densitatea sarcinii spațiale în interiorul unui metal trebuie să se anuleze în condiții statice; sarcinile interne sînt purtate spre suprafețe de curenții de conducție asociați bunei conductivități a metalului. Această analiză nu este valabilă, în mod evident, pentru regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni pn unde există o sarcină spațială importantă, deși conductivitatea unui semiconductor este cu numai cîteva ordine de mărime mai mică decît a unui metal. Explicați această aparentă contradicție. Nu este necesară o analiză detaliată; o explicație clară este suficientă.

P 4.11 O diodă avînd structura ilustrată în fig. 4.10 are lățimea bazei (regiunea 1) $W = 25\ \mu$ și coeficientul de difuzie pentru goluri în bază $D_h = 40\ \text{cm}^2/\text{s}$. Care este valoarea minimă a timpului de viață în regiunea bazei dacă cel puțin 95% din golurile injectate în bază difuzează spre regiunea cu recombinare mare?

Răspuns. $\tau > 1{,}5\ \mu\text{s}$.

P 4.12 Se consideră o joncțiune pn unidimensională, asimetric dopată, în care zona slab dopată de tip n are un timp de viață uniform τ și deci o lungime de difuzie uniformă, L_h. Se vor folosi legea de conservare și soluțiile deduse în paragraful 3.3.2.

(a) Să se calculeze și să se traseze grafic concentrația de purtători minoritari în exces în zona de tip n (se presupune V_j pozitiv).

(b) Să se calculeze și să se traseze grafic densitatea curentului corespunzător de purtători minoritari.

(c) Să se calculeze curentul prin joncțiune I, și să se arate o expresie pentru curentul de saturație I_s din ecuația exponențială a diodei (4.20a).

(d) Să se traseze grafic în aceleași coordonate folosite la (a) densitatea curentului de purtători majoritari în zona n.

P 4.13 Această problemă tratează structura unei joncțiuni pn în care regiunile de tip n și de tip p au amîndouă timpi de viață uniformi (v. problema P 4.12). Doparea relativă a celor două regiuni este astfel încît curenții de goluri și de electroni în regiunea de sarcină spațială sînt comparabili. Să se facă o schiță analogă figurii 4.13 arătînd distribuțiile curenților de goluri și de electroni în regiunea de sarcină spațială și în regiunile neutre. Se va presupune că:

(a) Joncțiunea este polarizată direct.

(b) Curentul de goluri injectat la marginea din zona n a regiunii de sarcină spațială este dublul curentului de electroni injectat la marginea din zona p.

(*c*) Lungimea de difuzie în regiunea de tip *n* este dublul lungimii de difuzie din regiunea de tip *p*.

P 4.14 Se consideră o diodă cu joncțiune *pn* care diferă de cea descrisă în problema P 4.13 numai prin faptul că există recombinare de purtători importantă în regiunea de sarcină spațială. În plus față de punctele (*a*), (*b*), (*c*) de mai sus, se presupune că viteza netă cu care se recombină perechile în regiunea de sarcină spațială este egală cu jumătatea vitezei nete cu care se recombină electronii în regiunea *p*. Să se deseneze o diagramă arătînd distribuțiile curenților de electroni și de goluri în regiunea de sarcina spațială și în regiunile neutre. Să se demonstreze că se poate obține curentul total al diodei adunînd la curentul de injecție dat de (4.20a) (modificat pentru a ține seama de injecția de electroni) un termen ce descrie curentul de recombinare în regiunea de sarcină spațială.

P 4.15 Această problemă tratează o diodă unidimensională cu două zone de recombinare scăzută, ca cea arătată în fig. 4.12. Presupunînd $D_e = D_h$, $W_p = 2W_n$ și $N_A = 3N_D$ să se deducă o expresie pentru curentul de saturație al diodei. *Observație.* Pentru evaluarea curentului prin diodă trebuie să se țină seama atît de curentul de goluri cît și de curentul de electroni.

P 4.16 O diodă cu joncțiune *pn* cu siliciu folosită ca termometru este polarizată direct printr-un curent constant. La 27°C tensiunea directă este 700 mV.

(*a*) Să se calculeze coeficientul de temperatură al tensiunii pe diodă la această temperatură, la curentul respectiv.

(*b*) Temperatura crește la 80°C. Cu cît se va schimba tensiunea pe diodă?

Răspunsuri. (*a*) — 2,2 mV/K; (*b*) V descrește cu 115 mV.

P 4.17 Folosind rezultatele din problema P 4.6 să se deducă o expresie pentru capacitatea de semnal mic a regiunii de sarcină spațială a unei joncțiuni *pn* liniar-gradate în care se aplică aproximația sărăcirii. Să se arate că această formulă poate fi scrisă în aceeași formă cu (4.39).

P 4.18 O joncțiune abruptă *pn* are următorii parametri:

$$n_i = 10^{10}\ \text{cm}^{-3};$$

$$N_A = 10^{18}\ \text{cm}^{-3};$$

$$N_D = 10^{16}\ \text{cm}^{-3};$$

$$\varepsilon = 10^{-12}\ \text{F/cm}.$$

(*a*) Să se evalueze capacitatea de semnal mic a regiunii de sarcină spațială la polarizare zero ($V_j = 0$). Să se exprime rezultatul ca o capacitate pe centimetru pătrat din aria joncțiunii. Se presupune $kT/q = 25$ mV.

(*b*) Să se repete (*a*) pentru o polarizare de 20V ($V_j = -20$V).

Răspunsuri. (*a*) $C_j \approx 3{,}2.10^{4}$ pF/cm²; $C_j \approx 6{,}2.10^{3}$ pF/cm².

P 4.19 Această problemă este dedicată structurii fotodiodei arătate în fig. 4.21 și analizate în paragraful 4.6.

(*a*) Se consideră întîi cazul în care nu există iluminare, deci $G = 0$. Cînd dioda este polarizată direct, curentul joncțiunii este determinat de creșterea mică dar nenulă a recombinării care apare în regiunea de tip *n*. Presupunînd că lungimea de difuzie L_h este mult mai mare decît W, să se deducă o expresie pentru curentul de saturație al acestei diode scriind o relație între curentul de goluri injectate și curentul de recombinare.

(*b*) Considerînd acum situația în prezența iluminării, să se deducă o expresie pentru caracteristica $I-V$ a fotodiodei. Să se pună rezultatul sub forma:

$$I = I_s\,(e^{qV/kT} - 1) + I_{sc}$$

și să se găsească I_s și I_{sc}.

P 4.20 O fotodiodă cu joncțiune avînd un curent de saturație de 1 μA produce un curent de scurtcircuit la iluminare de 25 mA. Temperatura este 290 K.

(*a*) Care este tensiunea în gol pe diodă, în aceleași condiții de iluminare?

(*b*) Să se determine puterea maximă pe care o poate dezvolta dioda într-o sarcină.

(*c*) Ce rezistență de sarcină este necesară pentru a realiza condiția de putere maximă la ieșire?

Răspunsuri. (*a*) $V_{oc} \approx 0{,}25$ V; (*b*) 4,5 mV; (*c*) 8,7 kΩ.

CAPITOLUL 5

STRUCTURA ŞI FABRICAREA DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

CAPITOLUL 5

STRUCTURA ŞI FABRICAREA DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

5.1. Introducere

5.2. Fabricarea structurilor semiconductoare

5.2.1. Compensarea şi difuzia în fază solidă
5.2.2. Straturile de oxid şi selectarea suprafeţelor
5.2.3. Contactele metalice

5.3. Componente semiconductoare elementare

5.3.1. Diode semiconductoare
5.3.2. Condensatoare
5.3.3. Rezistoare

5.4. Circuite integrate

5.4.1. Un exemplu de circuit
5.4.2. Modelarea circuitului şi elementele parazite
5.4.3. Prelucrarea simultană a mai multor structuri
5.4.4. Circuitele integrate în electronică

Bibliografie

Probleme

5

Structura şi fabricarea dispozitivelor semiconductoare

5.1. INTRODUCERE

Pînă acum am cercetat comportarea semiconductoarelor, joncţiunilor *pn* şi diodelor cu joncţiune din punct de vedere fizic şi electric fără a acorda o atenţie deosebită structurii acestor dispozitive. Structura dispozitivelor semiconductoare actuale este, desigur, puternic influenţată de tehnicile folosite la fabricarea acestor dispozitive. În consecinţă, trebuie să dăm atenţie şi tehnologiei semiconductoarelor, metodelor folosite pentru obţinerea dispozitivelor semiconductoare.

Domeniul tehnologiei semiconductoarelor a trecut printr-o perioadă de dezvoltare rapidă şi revoluţionară în deceniul '60, timp în care au apărut cîteva principii şi tehnici fundamentale în tehnologia fabricării dispozitivelor semiconductoare. Vom pune accentul pe ideile fundamentale, fără a ţine seama de detaliile tehnologice, deoarece acestea din urmă sînt adesea brevetate şi se schimbă frecvent.

5.2. FABRICAREA STRUCTURILOR SEMICONDUCTOARE

După cum primul deceniu (anii '50) al folosirii electronicii semiconductoarelor a fost dominat de tehnologia germaniului, cel de-al doilea a fost dominat de tehnologia siliciului. Dispozitivele cu siliciu sînt superioare celor cu germaniu în anumite privinţe decisive, astfel încît în continuare se va pune accentul pe primele. Cele mai multe dispozitive cu siliciu rea-

lizate se bazează pe un grup de tehnici rezumate adesea sub numele de *tehnologia difuziei planare*. Aceste tehnici furnizează mijloacele pentru a crea, în bucăţi de siliciu iniţial omogene, joncţiuni *pn* şi regiuni de conductivitate diferită precum şi mijloacele pentru a conecta aceste regiuni la contacte sau terminale. Vom descrie acum, pe scurt, principalele caracteristici ale unor tehnici ce fac parte din tehnologia dispozitivelor planare difuzate.

5.2.1. Compensarea şi difuzia în fază solidă

Concentraţiile de electroni şi de goluri la echilibru într-un semiconductor sînt determinate de concentraţia intrinsecă n_i şi de concentraţiile de impurităţi N_a (acceptoare) şi N_d(donoare). După cum am văzut (paragraful 2.2.1) contează numai concentraţia netă de impurităţi N, care este diferenţa între concentraţia donoare şi cea acceptoare. Cu alte cuvinte, concentraţiile la echilibru sînt determinate de diferenţa :

$$N = N_d - N_a$$

şi nu de N_d şi N_a separat. Dacă predomină donoarele, adică dacă N_d depăşeşte N_a, semiconductorul este de tip n. În acest caz N este pozitiv. Dacă, pe de altă parte, predomină acceptoarele, semiconductorul este de tip p şi N este negativ.

Deoarece tipul de conductibilitate este determinat numai de concentraţia netă de impurităţi, o porţiune de semiconductor poate fi schimbată dintr-un tip de conductibilitate în celălalt prin introducerea impurităţilor corespunzătoare. De exemplu, un semiconductor de tip p poate fi transformat într-un semiconductor de tip n adăugînd impurităţi donoare într-o cantitate suficientă pentru a schimba semnul concentraţiei nete de impurităţi. Dacă, de exemplu, materialul iniţial conţinea o concentraţie acceptoare de 10^{16} cm^{-3}, adăugarea de impurităţi donoare de $2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} va transforma materialul în tip n (şi va inversa valorile numerice ale concentraţiilor de electroni şi de goluri). Această metodă de schimbare a tipului de conductibilitate prin adăugarea de impurităţi este numită *compensare*; ea este fundamentală pentru tehnologia dispozitivelor semiconductoare.

Atomii de impurităţi pot fi adăugaţi unui semiconductor prin mecanismul difuziei în fază solidă. În general toate impurităţile trivalente şi pentavalente importante pentru controlul conductivităţii se dizolvă în siliciu în cantităţi mici. Deşi solubilităţile solide, care limitează concentraţiile impurităţilor dizolvate, sînt mici, se pot obţine concentraţii de impurităţi peste 10^{18} sau 10^{20} cm^{-3} (amintim că acestea corespund la fracţiuni foarte mici de impurităţi, de ordinul 0,001 pînă la 0,1%). Aceste impurităţi dizolvate intră în structura cristalină a semiconductorului prin *substituţie*. Cu alte cuvinte, ele tind să se localizeze în reţeaua atomilor gazdă, înlocuind atomi de siliciu. Ca urmare, se poate aplica modelul legăturilor covalente pentru conducţia de impurităţi, discutat în paragraful 2.1.5. Atomii de impurităţi se pot mişca în interiorul semiconductorului prin difuzie în fază solidă. Coeficienţii de difuzie ce guvernează această mişcare sînt puternic dependenţi de temperatură, crescînd cu creşterea temperaturii. Astfel, distribuţia de impurităţi dorită poate fi obţinută crescînd temperatura semiconductorului pînă în jur de 1000°C pentru perioade de timp de ordinul zecilor de minute. Cînd temperatura este scăzută, coeficientul de difuzie se micşorează şi atomii de impurităţi sînt imobilizaţi sau „înghеţaţi" în noua distribuţie.

Impurităţile de compensare sînt deci introduse într-un semiconductor omogen prin difuzia prin suprafeţe. Această situaţie este ilustrată în fig. 5.1, care arată dependenţa concentraţiei nete de impurităţi de distanţa

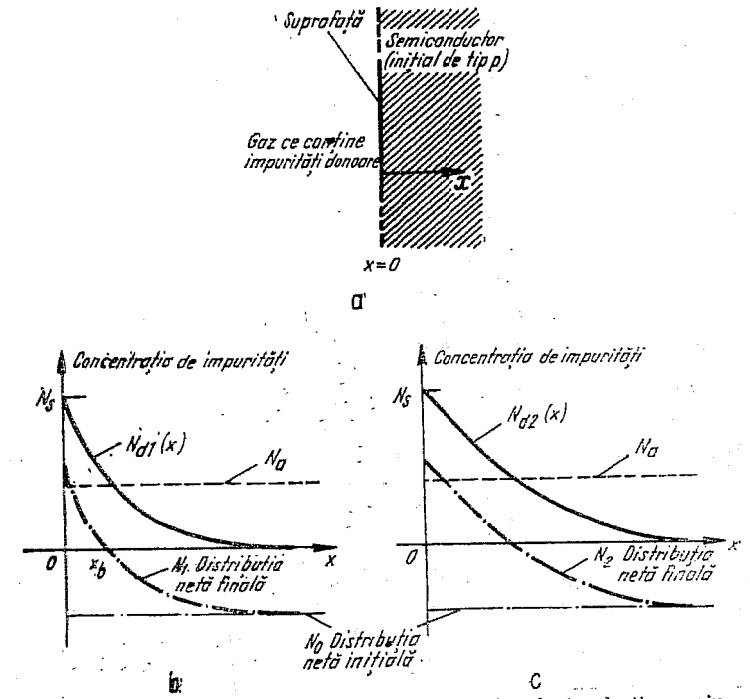


Fig. 5.1. Producerea unei joncţiuni *pn* într-un semiconductor de tip *p* prin difuzie de impurităţi donoare de la o sursă gazoasă constantă :
a — reprezentare fizică; *b* — concentraţiile de impurităţi; *c* — concentraţiile de impurităţi — difuzie mai adîncă.

de la suprafaţă în diferite condiţii. Iniţial semiconductorul a fost omogen, de tip p, după cum indică concentraţia acceptoare uniformă N_a trasată cu linie întreruptă. Concentraţia netă de impurităţi, corespunzătoare, este notată N_0.

Să considerăm efectele plasării acestui semiconductor într-un gaz ce conţine un compus cu atomi de impurităţi donoare. Acest compus este astfel ales încît reacţionează cu siliciul la suprafaţă, eliberînd impurităţile donoare şi stabilind la suprafaţă o concentraţie de impurităţi donoare ce o vom nota prin N_s. Această concentraţie superficială depinde de concentraţia de impurităţi în gaz şi de temperatură. Presupunem că temperatura sistemului este destul de ridicată pentru ca impurităţile să difuzeze de la suprafaţa unde sînt eliberate spre interiorul semiconducorului. Profilul de impurităţi donoare rezultat depinde de timpul cît este menţinută temperatura înaltă; cu cît este mai lung timpul, cu atît mai adînc pătrund atomii donori. În fig. 5.1, *b* şi *c* sînt arătate două profile. Profilul notat cu $N_{d2}(x)$ rezultă la un timp de difuzie mai lung decît cel ce produce $N_{d1}(x)$.

Concentraţia netă de impurităţi ce rezultă după difuzia care produce $N_{d1}(x)$ este arătată în fig. 5.1, *b*. Ea este:

$$N_1(x) = N_{d1}(x) - N_a .$$

Observăm că această concentraţie netă de impurităţi schimbă de semn la $x = x_b$, astfel încît se formează o joncţiune pn în acest plan.[1]) Semiconductorul cuprins între suprafaţă şi planul paralel cu ea la distanţa x_b a fost transformat din tip p în tip n; atomii donori difuzaţi au compensat acceptorii prezenţi în materialul de bază. Semiconductorul de dincolo de x_b, *regiunea substratului*, este în continuare de tip p (deşi nu mai este uniform în apropiere de x_b).

Situaţia ilustrată în fig. 5.1 este numită *difuzie din sursă constantă* deoarece concentraţia superficială a difuzantului este menţinută constantă de către sursa „infinită" a donorilor furnizaţi de gaz. Cu trecerea timpului, tot mai mulţi donori intră în semiconductor, dar concentraţia la suprafaţă rămîne constantă la o valoare determinată de presiunea de vapori a gazului ce conţine impurităţile donoare.

O tehnică oarecum diferită pentru difuzia impurităţilor într-un semiconductor este arătată în fig. 5.2. În acest caz un strat de atomi donori este depus pe suprafaţa semiconductorului la o temperatură mai joasă decît cea care are loc difuzia în fază solidă. Acest strat de atomi constituie o sursă de difuzie care conţine o cantitate fixă de atomi de impurităţi. Ca urmare, concentraţia superficială ce există în urma difuziei depinde de durata acesteia. La o pătrundere mai adîncă a impurităţilor, ce rezultă după un timp de difuzie mai lung, corespunde o concentraţie superficială mai scăzută decît cea pentru timpi de difuzie mai mici. În

[1]) O joncţiune rezultă numai dacă gradientul concentraţiei $N_2(x)$ este destul de mare la x_b. Se obţin uşor gradienţi suficient de mari prin alegerea corespunzătoare a concentraţiei superficiale, temperaturii şi timpului. (*NA*)

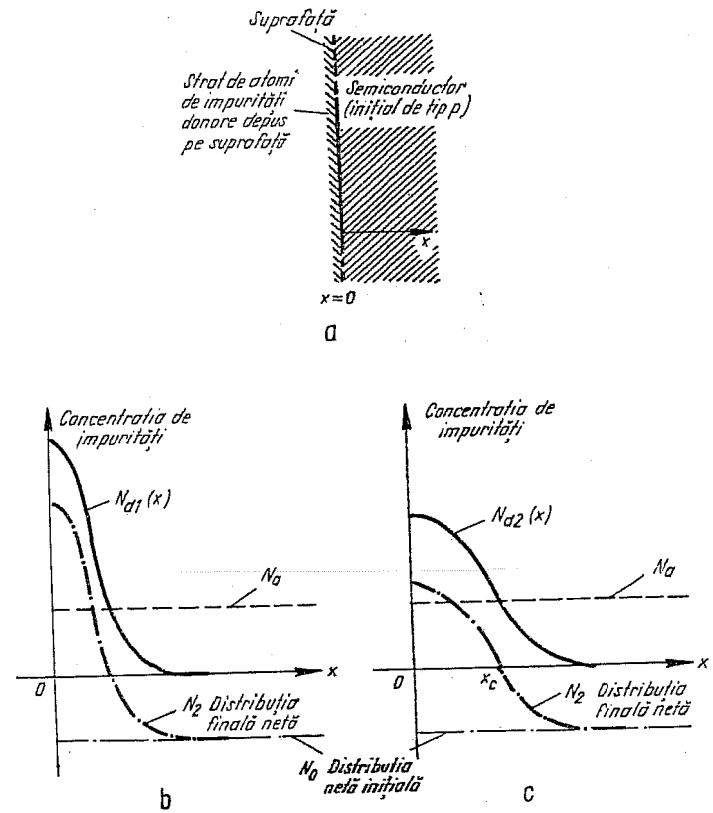


Fig. 5.2. Producerea unei joncţiuni pn prin difuzie de la o sursă limitată de impurităţi:

a – reprezentare fizică; *b* – concentraţiile de impurităţi; *c* – concentraţiile de impurităţi – difuzie mai adîncă.

fig. 5.2, *b* şi *c* sînt arătate două profile donoare. Profilul notat $N_{d2}(x)$ rezultă pentru un timp de difuzie mai îndelungat decît cel ce produce $N_{d1}(x)$. Aceste două profile au proprietatea că ariile lor, care sînt proporţionale cu numărul total de atomi donori introduşi în semiconductor, sînt egale

întrucît ambele profile rezultă din acelaşi număr de donori depuşi pe suprafaţă. Această tehnică poartă numele de *difuzie din sursă limitată.*[1])

Concentraţia netă de impurităţi rezultată după difuzia ce produce N_{a2} (x) este de asemenea arătată în fig. 5.2, *c*. Ea este notată N_2. Din nou s-a format o joncţiune *pn*, cu un plan al joncţiunii la $x = x_c$.

Tehnica de compensare a impurităţilor prin difuzie în fază solidă nu este limitată la o singură difuzie sau la producerea unei singure joncţiuni. Două sau trei difuzii pot fi făcute succesiv pentru a produce structuri multistrat, după cum se vede în fig. 5.3. În acest caz o bucată de semiconductor de tip *p* a fost supusă pe rînd la două difuzii. Prima introduce impurităţi donoare şi generează profilul donor desemnat prin N_{d1}. Ea

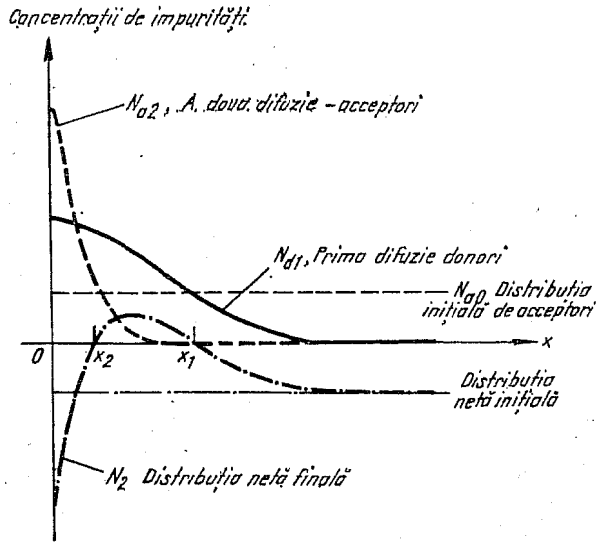


Fig. 5.3. Straturi multistrat pot fi produse prin difuzii succesive de impurităţi diferite.

produce o joncţiune în planul $x = x_1$ şi schimbă în *n* tipul semiconductorului dintre $x = 0$ şi $x = x_1$. A doua difuzie, mai puţin adîncă, introduce impurităţi acceptoare şi generează profilul acceptorilor adăugaţi, notat

[1]) Difuzia din sursă limitată poate fi realizată într-o treaptă mai degrabă decît în două. Iniţial suprafaţa este expusă unei surse de atomi donori, care difuzează pe o distanţă foarte mică. Apoi sursa de atomi donori este îndepărtată şi numărul de impurităţi prezente în acel moment se redistribuie printr-o difuzie mai lungă, ce poate avea loc la o temperatură diferită. (*NA*).

N_{a2}. Deoarece a doua difuzie are o concentraţie superficială mai mare şi este mai puţin adîncă decît prima, o regiune a materialului din apropierea suprafeţei este compensată înapoi la tipul *p*, producînd astfel o a doua joncţiune la x_2 .[1]) Concentraţia netă de impurităţi va fi în final :

$$N_2 = N_0 + N_{d1} - N_{a2}.$$

Rezultatul acestor două difuzii succesive este arătată în fig. 5.4. A fost produsă o structură cu trei straturi şi două joncţiuni. Adîncimile joncţiunilor, notate cu x_1 şi x_2 pot fi controlate prin alegerea difuzanţilor şi a con-

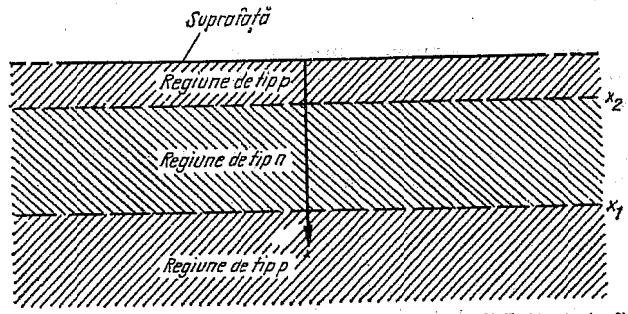


Fig. 5.4. Structură ce rezultă în urma celor două difuzii ilustrate în fig. 5.3.

diţiilor difuziilor. Aceste adîncimi pot fi cuprinse în practică între fracţiuni de micron ($1\ \mu = 10^{-6}$ m) şi aproximativ 10 μ. Concentraţia netă de impurităţi în straturile difuzate şi astfel concentraţiile purtătorilor la echilibru pot fi controlate în acelaşi fel. Observăm, totuşi, că aceste straturi difuzate nu sînt uniforme, ci sînt gradate pe direcţia x.

Numărul difuziilor succesive ce pot fi făcute pentru producerea structurilor multistrat este limitat practic în jur de trei. Această limitare apare deoarece concentraţia totală de impurităţi (nu netă) în apropierea suprafeţei devine foarte mare cînd compensarea se produce de mai multe ori. Astfel, poate deveni imposibilă o nouă compensare a unui material, întrucît concentraţia de impurităţi a atins limita superioară dată de solubili-

[1]) După cum este desenat în fig. 5.3, difuzia mai puţin adîncă nu trebuie să pătrundă pînă la planul joncţiunii (la x_1). Astfel, poziţia primei joncţiuni nu este schimbată de a doua difuzie. O a doua difuzie mai adîncă ar cauza mutarea primei joncţiuni faţă de suprafaţă. De aceea am figurat profilul produs de prima difuzie neschimbat după cea de-a doua. În realitate Nd_1 se va întinde puţin (păstrînd aceeaşi arie) cînd semiconductorul este reîncălzit la temperaturi de difuzie. Această schimbare în primul profil în timpul celei de-a doua difuzii poate fi minimizată ale gînd astfel impurităţile încît ultimele să aibă un coeficient de difuzie mai mare. (*NA*)

tatea solidă a impurității în siliciu. De obicei alte fenomene limitează numărul difuziilor succesive, chiar înainte de a se atinge limita de solubilitate. În principal, concentrația foarte mare de impurități în apropierea suprafeței reduce coeficienții de difuzie ai electronilor și golurilor (și astfel mobilitățile) creînd numeroase posibilități de ciocniri și reduce timpul de viață al purtătorilor în exces prin contaminarea structurii cristaline. Din aceste motive structurile dispozitivelor practice nu depășesc trei straturi difuzate.

5.2.2. Straturile de oxid și selectarea suprafețelor

Pentru a fabrica dispozitive semiconductoare utilizabile, este necesar să se limiteze regiunile spațiale în care se schimbă tipul de conductibilitate prin difuzia impurităților de compensare. Soluția pentru controlul suprafețelor prin care are loc difuzia constă în folosirea bioxidului de siliciu (SiO_2) ca mască ce împiedică difuzia de impurități. Bioxidul de siliciu este un fel de sticlă. El are rolul de izolator electric și protejează de impurități semiconductorul de sub el. Aceasta deoarece coeficienții de difuzie în bioxidul de siliciu sînt atît de mici încît impuritățile nu pătrund prin stratul de oxid.

Un strat de bioxid de siliciu cu grosimea de ordinul unui micron poate fi crescut simplu pe o suprafață curată de siliciu prin expunerea siliciului într-o atmosferă oxidantă (oxigen sau oxigen cu vapori de apă) la temperaturi înalte. Acest strat de bioxid de siliciu împiedică difuzia de impurități în semiconductorul pe care îl acoperă; coeficienții de difuzie ai impurităților în oxid sînt extrem de mici. În consecință, dacă se dorește să se difuzeze un fel de impurități într-un semiconductor printr-o suprafață unică, predeterminată și numai prin ea, este suficient să se înlăture stratul de oxid de pe aria dorită, păstrîndu-l intact în rest, astfel încît impuritățile vor pătrunde în semiconductor numai prin deschiderea sau „fereastra" creată prin înlăturarea oxidului. Acest procedeu este ilustrat în fig. 5.5. Oxidul acoperă inițial întreaga suprafață, după cum se arată în fig. 5.5, *a*. O deschidere sau fereastră este tăiată în stratul de oxid, corodînd oxidul cu acid fluorhidric (HF), pe suprafața dorită pentru a se realiza o joncțiune *pn* (fig. 5.5, *b*). Apoi tipul semiconductorului de sub fereastră este schimbat în *n* prin difuzia unor impurități donoare în semiconductorul de tip *p*. După această difuzie „*chip*"-ul [1]) apare ca în fig. 5.5, *c*. Impuritățile au compensat semiconductorul sub fereastră, producînd astfel o regiune de tip *n*, dar nu au pătruns în materialul acoperit de stratul de oxid. Există,

[1]) Cuvîntul *chip* (citește *cip*)— așchie, ciob, desemnează pastila de siliciu în interiorul căreia este realizată o structură difuzată. Termenul se folosește ca atare în limbajul românesc de specialitate (*NT*).

desigur, o oarecare difuzie laterală a impurităților sub marginile oxidului, la fel ca în adîncimea semiconductorului. În consecință, locul în care regiunea de sarcină spațială atinge suprafața *chip*-ului este *sub* stratul de oxid și marginile regiunii de sarcină spațială nu sînt expuse contaminărilor exterioare. Faptul că regiunea de sarcină spațială nu este expusă contaminării datorită stratului de oxid, prezent încă înainte de formarea joncțiunii, are o importanță practică deosebită și este una din principalele caracteristici ale procesului planar difuzat.

Schițele din figura 5.5 nu sînt la scară. În practică, dificultățile de mînuire a *chip*-urilor mici impun dimensiunile minime ale structurilor semiconductoare la circa 0,5 mm pe 0,5 mm cu 0,1 mm (100μ) grosime. Prin comparație, stratul de oxid este rareori mai gros decît un micron iar adîncimea zonelor difuzate este rareori mai mare de cîțiva microni.

Întrucît stratul de oxid poate fi cu ușurință crescut din nou după o difuzie, este posibil să se producă structuri mai complexe printr-un șir de

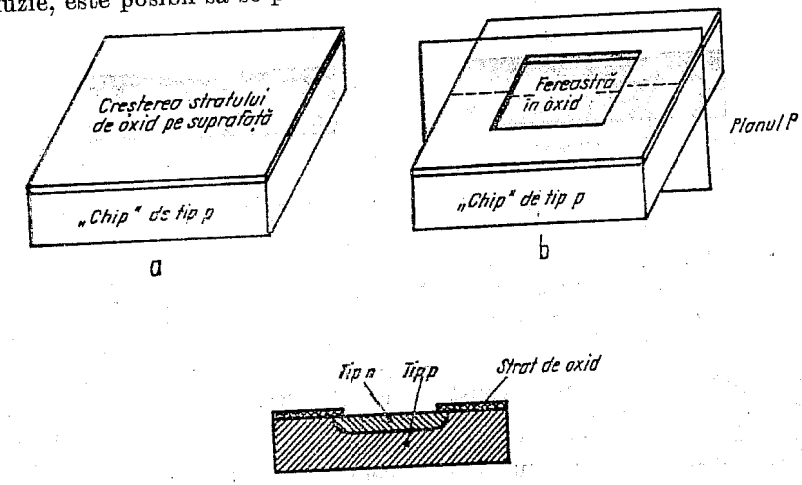


Fig. 5.5. Bioxidul de siliciu poate fi folosit ca mască pentru limitarea difuziei de impurități numai în suprafețele selectate (adîncimile nu sînt la scară):
a — inițial stratul de oxid acoperă *chip*-ul; *b* — o fereastră este tăiată în oxid pe suprafața unde se dorește difuzia; *c* — secțiune transversală în planul *P* în urma difuziei.

operații de deschidere a ferestrelor și de difuzii de impurități. De exemplu, structura rezultată după operațiile din fig. 5.5 poate fi transformată într-o structură cu trei straturi și două joncțiuni urmînd succesiunea etapelor ilustrate în fig. 5.6.

Stratul de oxid joacă și un al doilea rol, în afara celui de delimitare a suprafețelor de difuzie. Deoarece el este impenetrabil pentru majori-

tatea atomilor străini ce ar putea influenţa caracteristicile semiconductorului sau ar cauza schimbarea acestor caracteristici în timp, stratul de oxid serveşte la protejarea suprafeţei semiconductorului după încheierea procesului de fabricaţie. Se spune că stratul de oxid *pasivează* suprafaţa semiconductorului. Din acest motiv stratul de oxid este recrescut după fiecare difuzie, astfel încît suprafaţa semiconductorului este acoperită în întregime de un strat de sticlă, după cum se arată în fig. 5.6, *d*[1].

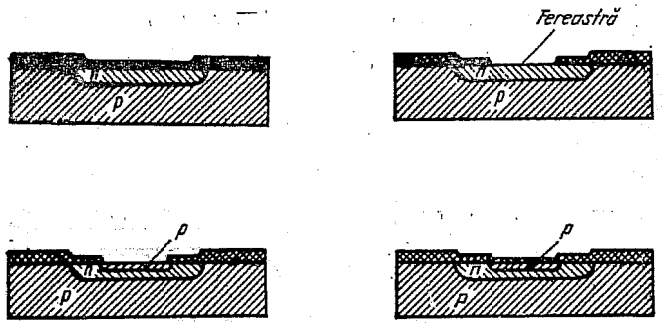


Fig. 5.6. Realizarea unei structuri cu trei straturi pornind de la structura arătată în fig. 5.5, *c* :

a — recreşterea stratului de oxid ; *b* — tăierea unei a doua ferestre, mai mici ; *c* — în urma celei de a doua difuzii ; *d* — recreşterea stratului de oxid.

Suprafeţele de pe care stratul de oxid trebuie înlăturat prin corodare în acid sînt definite printr-o tehnică de mascare ce foloseşte metode fotografice. Aceste metode se bazează pe utilizarea unui lichid fotosensibil, numit *fotorezist*. Fotorezistul este mai întîi aplicat uniform pe toată suprafaţa stratului de oxid, cum se arată în fig. 5.7, *a* şi lăsat să se usuce. Această peliculă este apoi expusă la lumină ultravioletă printr-o mască fotografică ce permite trecerea luminii numai în zonele în care oxidul trebuie păstrat. Prin expunerea fotorezistului, zonele iluminate polimerizează sau îşi schimbă structura, cum se vede în fig. 5.7, *b* în timp ce filmul acoperit de suprafeţe întunecoase rămîne neschimbat.

Pelicula neexpusă este apoi înlăturată de pe suprafaţa *chip*-ului prin spălare, lăsînd un film solid de fotorezist în zonele ce au fost expuse, după cum se arată în fig. 5.7,*c*. Cînd structura este corodată în acid fluorhidric, stratul de oxid este îndepărtat de pe suprafeţele neprotejate, dar nu este atacat sub fotorezist. În final, fotorezistul întărit este înlăturat cu un solvent organic, lăsînd numai stratul de oxid cu ferestre în zonele în care se doreşte difuzia de impurităţi în semiconductor (fig.5.7,*d*).

[1] În realitate, stratul de oxid poate fi recrescut în acelaşi timp în care se realizează difuzia introducînd oxigen în cuptor (*NA*).

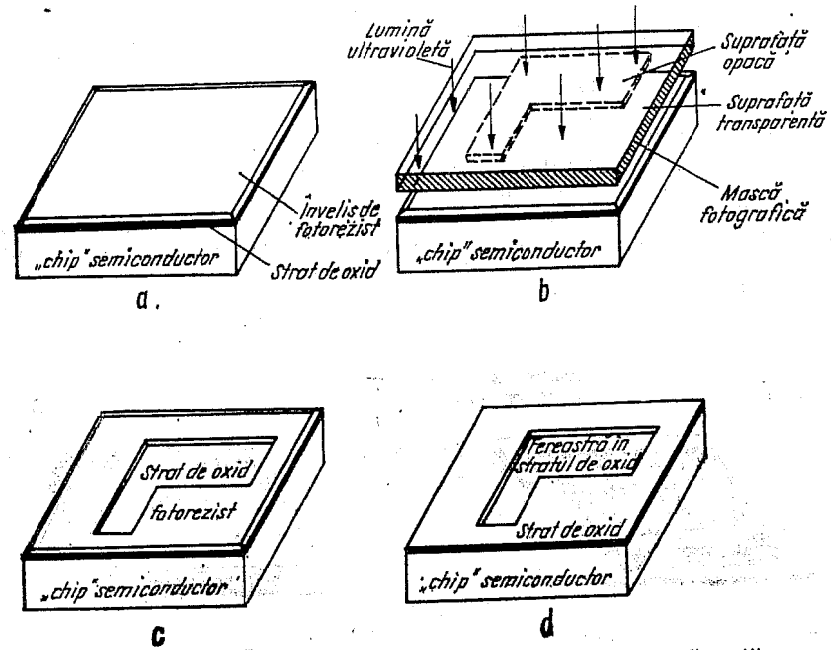


Fig. 5.7. Tehnica fotogravurii poate fi folosită pentru a crea configuraţii de deschideri în stratul de oxid :

a — *chip* semiconductor cu un strat de fotorezist ; *b* — fotorezistul este iluminat trecînd o lumină ultravioletă printr-o mască fotografică ; *c* — fotorezistul întărit asigură mascarea pentru îndepărtarea selectivă a stratului de oxid prin corodare chimică ; *d* — după corodare, fotorezistul este dizolvat, lăsînd fereastra dorită în stratul de oxid.

Dacă sînt controlate cu grijă, aceste tehnici fotografice permit deschiderea ferestrelor în oxid avînd distanţele cele mai apropiate de ordinul cîtorva microni.[1]

5.2.3. Contactele metalice

Am văzut că tehnicile mascării cu fotorezist, (fotogravurii), pasivări suprafeţei semiconductorului cu un strat de oxid şi difuziei în fază solidă pot fi folosite pentru a crea structuri cu mai multe straturi cu joncţiuni

[1] Tehnica fotografică a mascării pe care am descris-o este cunoscută sub numele de metodă cu *fotorezist negativ*, deoarece configuraţia rezultată în stratul de oxid este negativul celei de pe filmul fotografic. În fabricarea de dispozitive se folosesc de asemenea metode cu *fotorezist pozitiv* (*NA*).

într-un material semiconductor inițial omogen. Pentru fabricarea unui dispozitiv semiconductor utilizabil, cum ar fi o diodă, mai rămîne aplicarea contactelor metalice în regiunile importante.

Soluția este din nou oferită de tehnicile fotografice și de mascarea prin oxid. Contactele pot fi fabricate deschizînd ferestre în stratul de oxid, ferestre prin care un metal poate fi depus pe suprafața semiconductorului. Metale ca aurul și aluminiul realizează contacte ohmice cînd sînt depuse pe suprafețe curate de siliciu.

Această tehnică a fabricării contactelor este ilustrată în fig. 5.8 în care structura cu două straturi din fig. 5.6,*a* este folosită ca exemplu. Întîi sînt tăiate deschideri prin stratul de oxid peste fiecare din regiunile semiconductoare, cum se arată în fig. 5.8,*a*. Apoi un metal cum ar fi aluminiul este evaporat peste întreaga suprafață a *chip*-ului, ca în fig. 5.8, *b*.

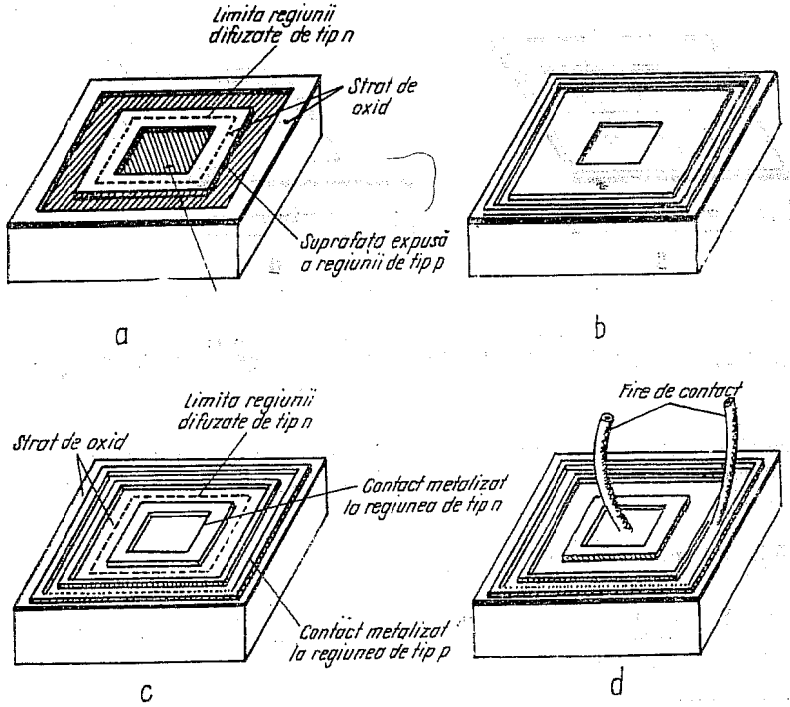


Fig. 5.8. Metalizarea selectivă este folosită pentru a realiza contactele metal — semiconductor : *a* — sînt deschise ferestre acolo unde trebuie făcute contacte ; *b* — un strat de metalizare este depus peste întreaga suprafață ; *c* — metalizarea este înlăturată din regiunile nedorite prin corodare selectivă, folosind tehnica fotorezistului ; *d* — fire de contact sînt legate prin termocompresiune la regiunile de metalizare.

Evaporarea se face în vid la temperaturi relativ joase. În continuare este folosit un procedeu fotografic, analog celui descris în paragraful precedent, pentru acoperirea regiunilor în care metalizarea trebuie păstrată cu un strat de fotorezist polimerizat. Pentru corodarea metalizării în zonele neprotejate de fotorezist se folosește apoi un acid care atacă aluminiul fără a ataca oxidul (acizii clorhidric și fosforic îndeplinesc această condiție). Cînd fotorezistul este îndepărtat, prin dizolvare într-un solvent organic, rămîne o configurație a metalizării ca cea din fig. 5.8, *c*. Fiecare din zonele de metalizare face contact, prin orificiile din stratul de oxid, cu o regiune a semiconductorului. În final, pe regiunile metalizate sînt „legate prin termocompresiune" fire subțiri (de obicei din aur, cu diametrul de 10—20 μ) prin presare la o temperatură destul de ridicată, (fig. 5.8, *d*). Ca o alternativă, pot fi fixate de metalizări fire subțiri de aluminiu prin procedee de conectare ultrasonică. Aceste fire reprezintă terminale pentru dispozitivul semiconductor. Ele sînt, în general, conectate la fire mai groase ce ies în afară prin capsula în care este montat în final *chip*-ul.

Cînd contactele trebuie făcute la mai multe regiuni ale semiconductorului, ele sînt făcute toate simultan, conform descrierii de mai sus. Desigur, același procedeu de metalizare poate fi folosit pentru a conecta o regiune cu alta a aceluiași *chip*, unind pur și simplu regiunile cu un strat de metalizare. Stratul de oxid izolează puntea de metalizare de celelalte regiuni.

5.3. COMPONENTE SEMICONDUCTOARE ELEMENTARE

Procedeele tehnologiei difuziei în siliciu pot fi folosite pentru a fabrica o varietate de componente electronice. Ilustrăm acum principalele caracteristici structurale ale cîtorva dintre aceste componente, fără a spune mai mult despre modul în care sînt realizate. În fiecare caz, aceste dispozitive pot fi fabricate prin aplicarea succesivă a metodelor controlului suprafețelor, difuziei, pasivării și metalizării, descrise mai înainte.

5.3.1. Diode semiconductoare

O diodă necesită numai o singură joncțiune *pn* și este fabricată cu ușurință prin tehnologia difuziei în siliciu. Structura completă poate avea forma arătată în fig. 5.9, *a*, în care un contact este asigurat de capsula pe care este lipită structura, sau poate avea forma arătată în fig. 5.9, *b*, în care ambele contacte sînt aduse pe suprafața superioară a *chip*-ului. Caracteristicile electrice ale diodei pot fi controlate prin alegerea corespunzătoare a parametrilor critici ce determină structura sa. Aria joncțiunii, profilul de impurități și concentrația de impurități în cele două regiuni dictează caracteristicile electrice.

Structura diodei difuzate prezentată în fig. 5.9 diferă evident ca detalii de modelul oarecum idealizat introdus în paragraful 4.3 şi arătat în fig. 4.10. În principal, ea nu are regiunea cu recombinare neglijabilă, caracteristică diodei cu bază subţire. De asemenea, ea nu are o joncţiune abruptă; mai curînd, doparea este gradată la planul joncţiunii. Cu toate acestea, dioda difuzată păstrează principalele caracteristici ale structurii

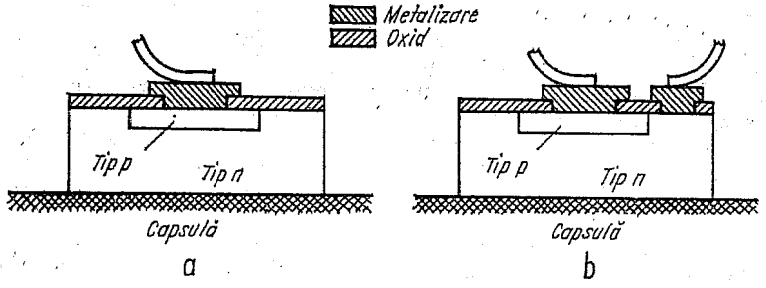


Fig. 5.9. Diode semiconductoare difuzate:
a — capsula asigură contactul la regiunea de tip *n*; *b* — ambele contacte sînt aduse la suprafaţa superioară

idealizate şi comportarea sa fizică poate fi analizată în acelaşi mod ca în capitolul 4. Mai precis, dioda difuzată are următoarele caracteristici comune cu structura idealizată:

1. Joncţiunea este în esenţă planară. Dimensiunile joncţiunii paralele cu suprafaţa sînt de 10 pînă la 1000 de ori mai mari ca adîncimea joncţiunii. În consecinţă, capetele curbate ale joncţiunii (unde aceasta ajunge la suprafaţă; v. fig. 5.5) pot fi neglijate.

2. Curentul de purtători injectaţi este în esenţă unidimensional. Lungimea de difuzie a purtătorilor în exces în siliciu este de obicei în gama de la 5 la 20 μ. Această distanţă, ce determină distribuţia spaţială a purtătorilor în exces, este de obicei mică în raport cu dimensiunile joncţiunii în planul ei. Astfel, distribuţia purtătorilor în exces poate fi privită, în multe cazuri, ca unidimensională, cu unica coordonată normală la planul joncţiunii.

Caracteristica curent-tensiune a diodelor cu siliciu difuzate se supune legii joncţiunii *pn* idealizate (ec. 4.20 a) pe o plajă considerabilă de tensiuni directe moderate. Diferenţe intervin pentru tensiuni directe şi inverse foarte mici unde generarea şi recombinarea purtătorilor în regiunea de sarcină spaţială nu poate fi neglijată şi pentru tensiuni directe foarte mari unde căderile de tensiune în regiunile neutre (în special în substratul relativ gros) nu mai pot fi neglijate. În multe cazuri, căderile de tensiune în regiunile neutre care însoţesc tensiunile directe şi curenţii direcţi mari pot fi modelate cu ajutorul unei rezistenţe în serie cu modelul idealizat (v. ec. 4.42 şi fig. 4.20).

Efectele generării şi recombinării purtătorilor în regiunea de sarcină spaţială apar ca un curent invers ce este considerabil mai mare decît valoarea prevăzută de modelul idealizat şi care nu reuşeşte să se satureze cînd creşte tensiunea de polarizare inversă; cu alte cuvinte, curentul invers creşte odată cu creşterea tensiunii inverse în loc să fie independent de tensiune, conform ec. 4.20a. Modelarea acestei abateri cere o înţelegere mai detaliată a mecanismului generării şi recombinării decît am dezvoltat în această carte şi nu putem deci extinde modelul nostru de diodă astfel încît să includă abaterea.[1])

5.3.2. Condensatoare

După cum am văzut în paragraful 4.4.1, o diodă semiconductoare polarizată invers conţine sarcini stocate în regiunea de sarcină spaţială care depind (neliniar) de tensiunea de polarizare inversă. Pentru schimbări relativ mici ale tensiunii, relaţia sarcină-tensiune poate fi liniarizată şi relaţia curent-tensiune asociată poate fi modelată printr-o capacitate, capacitatea de semnal mic a regiunii de sarcină spaţială. Astfel, orice joncţiune *pn* poate fi folosită ca un condensator dacă lucrează cu o tensiune continuă inversă şi dacă variaţiile tensiunii de semnal mic suprapuse peste această tensiune continuă sînt suficient de mici.

Oricare dintre structurile cu joncţiuni *pn* arătate în fig. 5.9 poate fi folosită ca o capacitate semiconductoare. Capacitatea depinde de aria joncţiunii (v. ec. 4.39) şi de profilul de impurităţi la joncţiune, ca şi de tensiunea de polarizare. Valori de ordinul 100 pînă la 1000 pF/mm² pot fi obţinute uşor.

Privite ca elemente de circuit, condensatoarele cu joncţiune au unele dezavantaje:

1. Valorile lor sînt destul de limitate; valori de capacitate în gama sutimilor de microfarazi nu pot fi obţinute datorită limitărilor în ceea ce priveşte aria joncţiunii.

2. Aceste condensatoare au un curent de fugă mare datorită curentului de saturaţie al diodei invers polarizate. Puternica dependenţă de temperatură a acestui curent poate fi supărătoare pentru aplicaţii în circuite.

3. Condensatoarele sînt polarizate şi dependente de tensiune. Diodei nu trebuie să i se permită să devină polarizată direct, iar amplitudinea tensiunii variabile trebuie limitată pentru o funcţionare suficient de liniară.

În ciuda acestor dezavantaje, condensatoarele cu joncţiune se folosesc în circuitele semiconductoare pentru că ele pot fi fabricate prin aceleaşi etape şi tehnici ca şi pentru diode (şi, după cum se va vedea, şi pentru dispozitive active, ca tranzistoarele). Pentru anumite aplicaţii, „dezavan-

[1]) Vezi referinţa bibliografică [5.1]. (*NA*)

tajele'' enumerate mai sus pot deveni avantaje. De exemplu, dependența de tensiune a capacității stă la baza funcționării unei clase de dispozitive semiconductoare numite *varactoare* (de la *variable reactors* = reactoare variabile).

5.3.3. Rezistoare

Structura unui rezistor semiconductor este arătată în fig. 5.10, în care un strat difuzat de tip p are contacte la *ambele* capete pentru a forma o cale rezistivă. Rezistența între contactele metalizate de la capetele acestei căi depind de forma și de doparea regiunii de tip p sau a *canalului*. Evident, pentru o distribuție de impurități dată, un canal lung, subțire și puțin adînc produce o rezistență mai mare decît unul scurt, lat și adînc. Pentru ca această structură să funcționeze ca un rezistor, joncțiunea pn ce delimitează canalul de tip p de substratul de tip n trebuie polarizată invers. Această condiție este îndeplinită dacă substratul este pozitiv în raport cu potențialele de la ambele capete ale canalului.

Rezistoarele difuzate de acest tip pot fi fabricate cu valori de rezistență în gama de la cîțiva ohmi la circa $2 \cdot 10^3\ \Omega$. În general nu este posibilă obținerea unor valori mai mari de rezistențe în structurile cu siliciu datorită limitărilor tehnologice ce privesc rezistivitățile și rapoartele dintre lungime și arie pentru canalele difuzate.

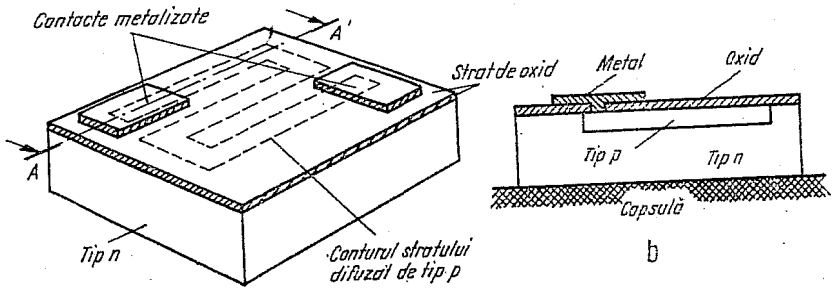


Fig. 5.10. Rezistor semiconductor difuzat:
a — un strat difuzat formează calea rezistivă; *b* — secțiunea transversală *AA'*.

Rezistoarele difuzate au cîteva dezavantaje de care trebuie să se țină seama cînd sînt folosite în circuite:

1. Precizia lor este sever limitată de toleranțele în tehnologia mascării și difuziei. Deși este rareori posibil să se specifice valoarea unui rezistor difuzat cu o precizie mai bună de $\pm 20\,\%$, mai multe rezistoare fabricate pe același substrat în același timp au uzual valori relative cu toleranțe sub $\pm 2\,\%$.

2. Rezistoarele difuzate au coeficienți de temperatură ai rezistivității destul de mari (de la aproximativ 0,02 la 0,2 %/°C). Acești coeficienți, ce apar din dependența de temperatură a mobilităților purtătorilor, sînt mult mai mari decît coeficienții de temperatură ai rezistoarelor obișnuite cu carbon sau metal. Dificultățile create de această dependență de temperatură la proiectarea circuitelor pot fi adesea depășite dacă se ține seama că valorile relative ale unor rezistoare fabricate pe același substrat se mențin destul de bine la schimbarea temperaturii pentru că gradienții de temperatură în substrat sînt mici (ca urmare a dimensiunilor extrem de mici și a conductivității termice relativ ridicate).

3. Există o capacitate distribuită considerabilă între canalul rezistiv și substrat. Această capacitate este dată de regiunea de sarcină spațială a joncțiunii pn invers polarizate care izolează canalul de substrat.

5.4. CIRCUITE INTEGRATE

Am văzut că tehnologia difuziei planare permite fabricarea diodelor, condensatoarelor și rezistoarelor în pastile mici de siliciu, inițial omogene. Mai mult decît atît, pentru realizarea tuturor celor trei clase de componente sînt folosite aceleași tehnici. Vom vedea în cap. 7 și 9 că aceleași procedee pot fi folosite pentru a fabrica tranzistoare, care sînt dispozitive active. Astfel, toate componentele de circuit necesare pentru alcătuirea multor circuite electronice pot fi produse *simultan, folosind o singură succesiune de procedee de fabricație.*[1]) Ca urmare, este posibil să se facă montaje cu multe componente pe un singur *chip* de siliciu. Asemenea montaje sînt numite *circuite integrate.*

5.4.1. Un exemplu de circuit

Pentru a ilustra structura și fabricarea unui circuit integrat simplu considerăm rețeaua din fig. 5.11 care conține trei diode cu joncțiune, un rezistor și un condensator.

În desenul acestui circuit am introdus simbolul standard de circuit pentru o diodă. Prin convenție, ,,săgeata'' conținută în simbol este îndreptată în sensul circulației ușoare a curentului, adică dinspre regiunea p

[1]) Nu s-a găsit nici o metodă satisfăcătoare pentru a realiza bobine prin tehnologia difuziei planare. Dificultatea constă în faptul că nu este posibil să se incorporeze în substratul de siliciu materiale magnetice cu permeabilitate mare, care să înmagazineze energia magnetică cu o densitate mare. Din acest motiv, proiectanții de circuite care doresc să folosească componente difuzate ajung să evite folosirea bobinelor în proiectele lor. *(NA)*

înspre regiunea n. Astfel diodele din fig. 5.11 au regiunile p conectate împreună.

Structura unei variante integrate ale acestui circuit este arătată, în diferitele etape ale fabricării sale, în fig. 5.12. Acest circuit este realizat, pentru scopul exemplului nostru, pe un substrat de tip n. Ca primă etapă, se foloseşte o difuzie de acceptori pentru a crea un strat uniform de tip p

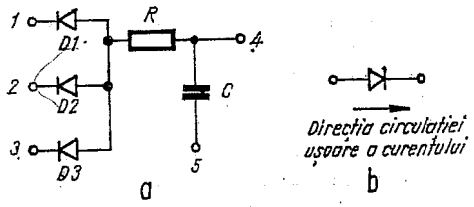


Fig. 5.11. O reţea simplă cu diode, care poate fi realizată în formă integrată: a — circuitul; b — simbolul diodei.

deasupra substratului, cum se arată în fig. 5.12, a. Acest strat difuzat poate pătrunde 5—10 μ în substrat.

În continuare, o difuzie mai adîncă de donori este folosită pentru a crea trei „insule" cu material de tip p, difuzînd donori prin stratul p pînă la substrat (fig. 5.12, b şi c)[1]). Impurităţile donoare sînt difuzate prin stratul p în jurul perimetrului *chip*-ului semiconductor şi între insule. Aceste insule formează regiunile în care vor fi difuzate cele trei diode, rezistorul şi condensatorul. Remarcăm că aceste insule de tip p au rolul de a izola componentele între ele, dacă substratul este totdeauna menţinut la un potenţial pozitiv în raport cu toate insulele. Pentru această polaritate a tensiunii pe substrat, joncţiunile pn ce delimitează insulele sînt polarizate invers, astfel încît circulă un curent foarte mic.

Această metodă de izolare a diferitelor componente ale unui circuit integrat este numită *izolare cu joncţiuni*. Desigur, gradul de izolare asigurat nu este perfect datorită curenţilor reziduali şi capacităţilor regiunilor de sarcină spaţială ale joncţiunilor de izolare. Dacă proiectantul de circuite acordă atenţie acestor defecte de izolare, în cele mai multe cazuri pot fi obţinute, totuşi, decuplări adecvate.

Următoarea treaptă la fabricarea circuitului din fig. 5.12 implică o a treia (şi ultima) difuzie, prin care sînt difuzaţi donori în insulele de tip p pentru a produce componentele dorite. Suprafaţa structurii după această difuzie este arătată în fig. 5.12, d. O secţiune transversală tăiată prin diode şi condensator este arătată în fig. 5.12, e.

[1]) Este posibil să se realizeze structura arătată în fig. 5.12, b şi c numai cu o singură difuzie de acceptori în substratul de tip n; masca tăiată în stratul de oxid ar fi, desigur, complementara celei folosite pentru difuzia de donori arătată. Am arătat un proces cu două etape pentru crearea insulelor de tip p deoarece în practică insulele sînt făcute difuzînd impurităţi de tipul substratului pînă la acesta. Această metodă de producere a insulelor izolate este cunoscută ca izolare prin difuzie totală. În mod obişnuit, materialul din care sînt „tăiate" insulele nu este difuzat; el este crescut pe substrat printr-o tehnică numită *creştere epitaxială*. Vezi 5.2 şi 5.3 (*NA*).

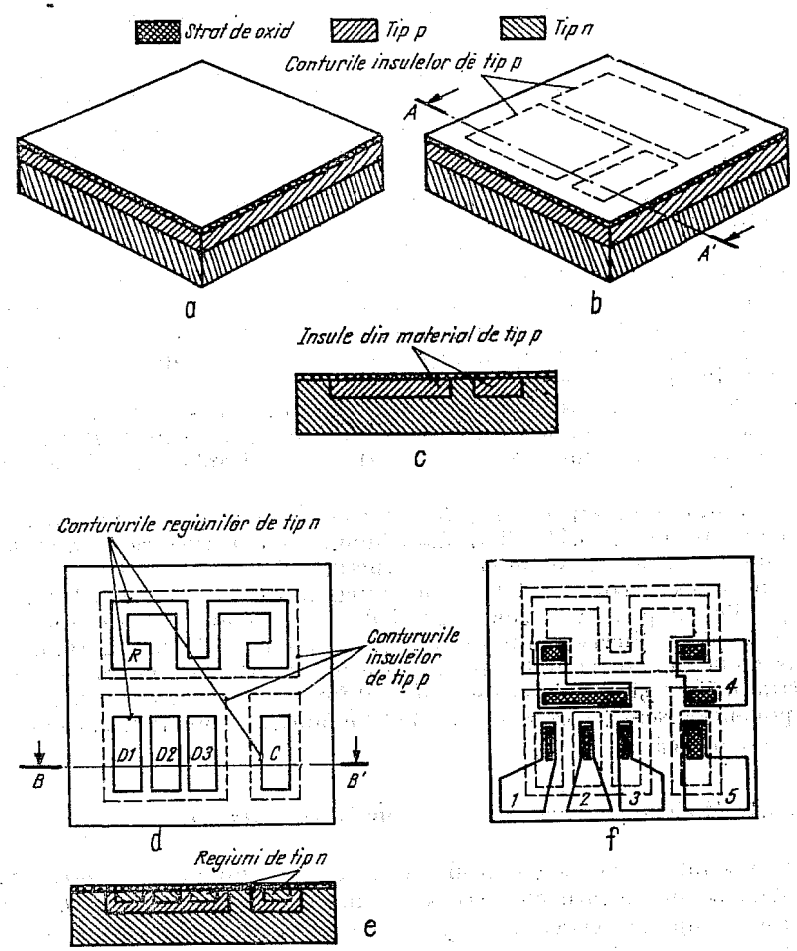


Fig. 5.12. Realizarea schemei din fig. 5.11 ca circuit integrat (adîncimile nu sînt la scară): a — o regiune uniformă de tip p este difuzată în substratul de tip n; b — trei insule de tip p sînt făcute difuzînd donori pînă la substrat; c — secţiune prin structura (b) în planul AA'; d — vedere de deasupra după ultima difuzie de donori, e — secţiune prin structura (d) în planul BB'; f — structura finală prezentînd configuraţia de metalizare.

Apare acum structura fiecărei componente în parte. Diodele, care au o regiune comună de tip p, sînt în colţul din stînga jos. Regiunile de tip n ale celor trei diode sînt notate prin $D1$, $D2$ şi $D3$. Rezistorul este „labirin-

tul" de tip *n* notat cu *R*. Condensatorul este joncţiunea *pn* în colţul din dreapta jos, notată cu *C*.

Tot ceea ce mai rămîne de făcut este configuraţia de metalizare, care formează contactele metal-semiconductor şi asigură interconexiunile. O configuraţie de metalizare este arătată în fig. 5.12, *f*. Suprafeţele metalizate sînt indicate prin margini îngroşate. Ariile de pe care a fost îndepărtat stratul de oxid, astfel încît metalizarea să facă contact cu semiconductorul de dedesubt, sînt arătate prin haşuri încrucişate. Zonele mari de metalizare („pad"-urile) constituie terminalele circuitului integrat. Pot fi legate fire subţiri la aceste zone pentru a realiza contacte în exterior. Numerotarea lor corespunde numerotării din schema circuitului din fig. 5.11.

La desenarea configuraţiei metalizării din fig. 5.12 am ales arbitrar conectarea anodului joncţiunii folosite drept condensator la rezistor şi la borna *4*. Astfel circuitul va funcţiona corect numai dacă terminalul *5* este pozitiv în raport cu terminalul *4* (adică $v_{54} > 0$). Dacă această condiţie nu este satisfăcută, elementul din colţul din dreapta jos se va comporta nu ca un condensator ci ca o diodă polarizată direct. Dacă am fi ales conectarea catodului diodei la rezistor, s-ar fi aplicat condiţia opusă ($v_{54} < 0$).

Structura integrată din fig. 5.12 nu este nicidecum realizarea unică a circuitului din fig. 5.11. Chiar dacă impunem structurii să aibă un substrat de tip *n*, sînt posibile şi alte structuri. Totuşi, acest exemplu are rolul de a ilustra conceptul de circuit integrat şi arată cum pot fi folosite joncţiunile *pn* pentru a izola regiuni din semiconductor care apoi sînt făcute să îndeplinească diferite funcţii în circuit. Exemplul subliniază de asemenea că un circuit integrat este privit, atît din punct de vedere al structurii cît şi din punct de vedere al funcţionării, ca un ansamblu de componente discrete care *se întîmplă* să fie fabricate simultan într-o structură monolitică.

5.4.2. Modelarea circuitului şi elementele parazite

În realitate, schema circuitului din fig. 5.11 nu este o reprezentare completă a comportării electrice a circuitului integrat prezentat în fig. 5.12; el neglijează existenţa joncţiunilor *pn* care izolează insulele de tip *p* arătate în fig. 5.12, *b*. Circuitul din fig. 5.13 este mai corect din acest punct de vedere, întrucît arată diodele cu joncţiune (*a*, *b* şi *c*) care leagă aceste regiuni la substrat, asociat terminalului *6*. Acest circuit precizează că, totodată, condensatorul *C* este realizat printr-o diodă *d* care are un curent rezidual şi arată dioda *e* care izolează canalul rezistiv de insula sa de tip *p*. Ultima legătură este, desigur, distribuită pe întreaga lungime a canalului rezistiv, astfel încît reprezentarea printr-o diodă concentrată este cel mult aproximativă.

Circuitul din fig. 5.13 subliniază faptul că joncţiunile de izolare izolează într-adevăr componentele dacă substratul (terminalul *6*) este la un potenţial mai pozitiv decît orice potenţial din circuitul dorit. Dacă această condiţie este îndeplinită, joncţiunile de izolare contribuie în sistem numai prin curenţii reziduali şi cuplajele capacitive.

Dacă condiţiile electrice într-un circuit ce trebuie fabricat sub formă de circuit integrat sînt astfel încît nu pot fi tolerate elementele parazite

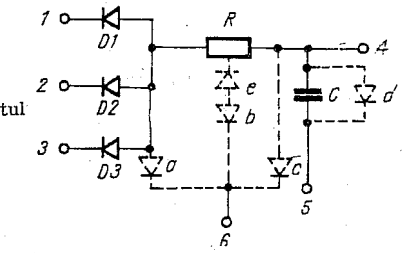


Fig. 5.13. O schemă mai completă pentru circuitul integrat din fig. 5.12.

introduse de joncţiunile *pn* de izolare, sînt posibile metode mai bune de izolare. De exemplu, se poate produce o structură monolitică în care insulele de semiconductor sînt izolate printr-un înveliş de bioxid de siliciu care asigură o izolaţie mult mai bună decît o joncţiune invers polarizată, atît în curent continuu cît şi în curent alternativ.[1] Această metodă, numită *izolare dielectrică*, necesită prelucrări pe ambele feţe ale *chip*-ului şi este deci considerabil mai costisitoare decît izolarea cu joncţiuni. Cînd ambele feţe ale structurii trebuie prelucrate, este necesar să se măsoare şi să se controleze cu grijă grosimea *chip*-ului şi să se asigure înscrierea satisfăcătoare a operaţiilor opuse de mascare; aceste probleme cresc costul procesului de izolare dielectrică.

5.4.3. Prelucrarea simultană a mai multor structuri

Adevăratul succes al tehnologiei planare difuzate şi al conceptului de circuit integrat provine din faptul că circuitele, care sînt extrem de mici, pot fi fabricate în grupuri mari folosind numai tehnicile pe care le-am descris. De exemplu, circuitul integrat simplu din fig. 5.12 poate avea dimensiuni de 0,5 mm pe 0,5 mm (20 mils[2] pe 20 mils) şi poate fi realizat pe un substrat cu grosimea de 0,1 mm (4 mils). Astfel, o plachetă circulară de siliciu omogen, cu diametrul de 3 cm şi grosimea de 0,1 mm are o suprafaţă suficientă pentru circa 2800 circuite integrate de dimen-

[1]) Vezi referinţele bibliografice [5.2] şi [5.3].
[2]) 1 mil = 10^{-3} inch = 25,4 μ. (*NT*)

siunile arătate în fig. 5.12. În plus, toate aceste circuite pot fi fabricate simultan, făcînd doar măşti fotografice în care configuraţiile detaliate folosite pentru fabricarea circuitului din fig. 5.12 sînt repetate într-o reţea rectangulară bidimensională, suficient de mare încît să acopere întreaga plachetă. Toate circuitele vor fi supuse astfel aceluiaşi tratament, după cum placheta este trecută prin diversele etape de corodare, creştere a oxidului, difuzie şi metalizare. Numai după ce se încheie toate aceste etape, adică după ce fiecare din cele aproximativ 2800 de circuite este terminat, placheta va fi zgîriată cu o sculă tăietoare de diamant şi spartă în circuite integrate separate. Circuitele vor fi apoi testate electric [1]), lipite pe baze, conectate la terminale conform descrierii din paragraful 5.2.3 şi apoi încapsulate.

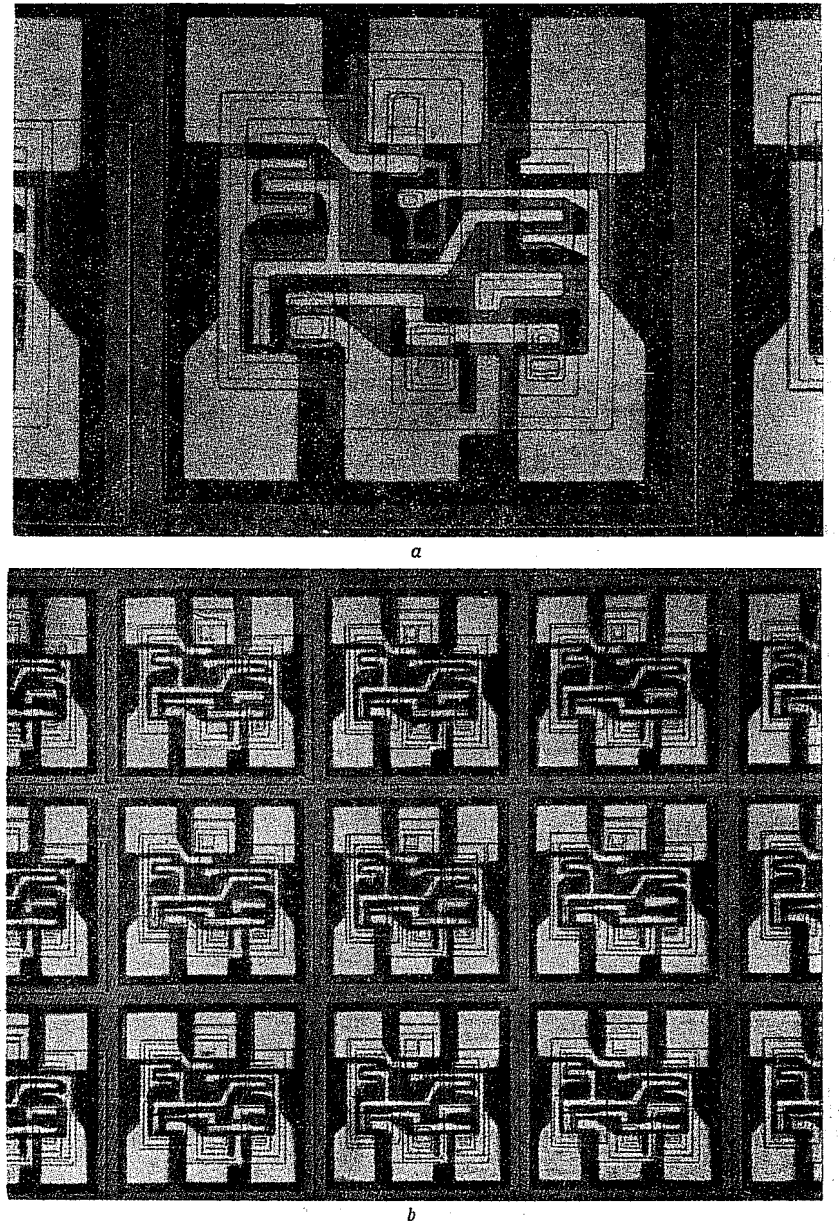
Producţia de masă a circuitelor integrate este ilustrată de fotografiile din fig. 5.14. Fotografia prin microscop din fig. 5.14, *a* arată un singur amplificator integrat de radiofrecvenţă care conţine cinci tranzistoare şi două rezistoare. Aria ocupată de acest amplificator este un pătrat cu latura de 0,5 mm (20 mils). Fig. 5.14, *b* arată o porţiune a plachetei de siliciu care conţine nouă asemenea amplificatoare. Placheta de siliciu are un diametru de circa 3 cm. În consecinţă, aproximativ 2800 asemenea circuite sînt fabricate simultan.

5.4.4. Circuitele integrate în electronică

Circuitele integrate au, evident, o serie de avantaje faţă de circuitele realizate cu componente fizice discrete. Mărimea este un avantaj. Un circuit integrat conţinînd echivalentul a 100 pînă la 200 componente discrete poate fi pus într-o capsulă nu mai mare decît una ce conţine un singur tranzistor. Costul este de asemenea un avantaj. Un circuit integrat poate fi vîndut la un preţ mai mic decît costul montajului echivalent cu componente discrete. În loc de a manipula, monta şi cabla zeci sau sute de componente discrete, se manipulează numai o singură structură semiconductoare sau o singură capsulă. Totodată, circuitele integrate au o fiabilitate mai bună decît montajele cu componente discrete. Fiabilitatea apare mai ales pentru că sînt necesare mult mai puţine interconexiuni şi interconexiunile prin lipire sînt o sursă majoră de defecte în echipamentele electronice.

Există, desigur, şi cîteva dezavantaje. Gama limitată de tipuri şi valori de componente pune o serie de îngrădiri în faţa proiectantului de circuite. De asemenea, este evident neeconomic să se folosească tehnologia circuitelor integrate pentru a construi numai cîteva, sau chiar numai cîteva mii de circuite de acelaşi tip ; costul implicat de realizarea măştilor fotografice ce ar fi folosite numai la prelucrarea unei singure plachete ar fi prohibi-

[1]) În practică, testarea electrică a structurilor se face înainte de spargerea plachetei. (*NT*)



a

b

Fig. 5.14. Mai multe circuite integrate identice sînt fabricate simultan pe o singură plachetă de siliciu :
a — un singur circuit ; *b* — porţiunea mai mare a plachetei înfăţişînd 9 circuite.

tiv. Totuşi, aceste dezavantaje sînt deocamdată umbrite de avantajele de cost, mărime şi fiabilitate ce asigură superioritatea circuitelor integrate semiconductoare în multe aplicaţii ale circuitelor electronice.

Conceptul de circuit integrat estompează considerabil linia despărţitoare dintre dispozitiv şi aplicaţiile sale în circuite. Astfel, nu mai este posibil, în continuare, să se separe rigid funcţia de proiectare a circuitelor electronice de înţelegerea structurii, funcţionării fizice şi modelării componentelor electronice. Chiar dacă consideraţiile asupra circuitului sînt legate strîns de cele fizice şi structurale pentru circuitele integrate, aceste circuite sînt privite, din punct de vedere analitic, ca un ansamblu de componente discrete, dintre care unele reprezintă efecte parazite. Astfel, circuitele pot fi studiate ca sisteme concentrate şi nu este necesar să fie analizate ca sisteme cu parametrii distribuiţi.

BIBLIOGRAFIE

[5.1] A. K. Jonscher. *Principles of Semiconductor Device Operation.* Wiley, New York, 1960.

[5.2] D. L. Lynn, C. S. Meyer, and D. J. Hamilton. *Analysis and Design of Integrated Circuits.* (Motorola Semiconductors, Inc.), McGraw-Hill, New York, 1967.

[5.3] H. R. Camenzind. *Circuit Design for Integrated Electronics.* Addison-Wesley, Reading, Mass., 1968.

PROBLEME

P 5.1 Distribuţia impurităţilor adăugate ce rezultă dintr-o difuzie în fază solidă este dată de o ecuaţie cu derivate parţiale numită *ecuaţia difuziei*. Pentru o difuzie într-un caz unidimensional ea este:

$$D\frac{d^2N}{dx^2} - \frac{dN}{dt} = 0, \tag{5.1}$$

unde N reprezintă concentraţia impurităţilor adăugate şi D reprezintă coeficientul de difuzie. Soluţia acestei ecuaţii depinde de condiţiile la limită. Pentru difuzia din sursă constantă, ilustrată în fig. 5.1, soluţia ecuaţiei difuziei este, presupunînd D constant,

$$N(x, t) = N_s\, erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \tag{5.2}$$

unde N_s este concentraţia superficială constantă (la $x = 0$) şi *erfc* reprezintă *funcţia complementară a erorilor*, care are forma arătată în fig. 5.15 prin linie continuă.

(*a*) Să se schiţeze $N(x, t)/N_s$ funcţie de x pentru trei timpi fixaţi: t_1, $4t_1$ şi $9t_1$. Se presupune $\sqrt{Dt_1} = 5\mu$.

Impurităţile de fosfor sînt introduse în siliciu de tip p prin difuzie din sursă constantă. Proba are o concentraţie acceptoare constantă de 5.10^{15} cm^{-3} şi concentraţia superficială a donorilor în timpul difuziei este 10^{19} cm^{-3}. Difuzia este făcută la o temperatură de 1100°C, la care coeficientul de difuzie D al fosforului în siliciu este aproximativ 5.10^{-13} cm^2/s.

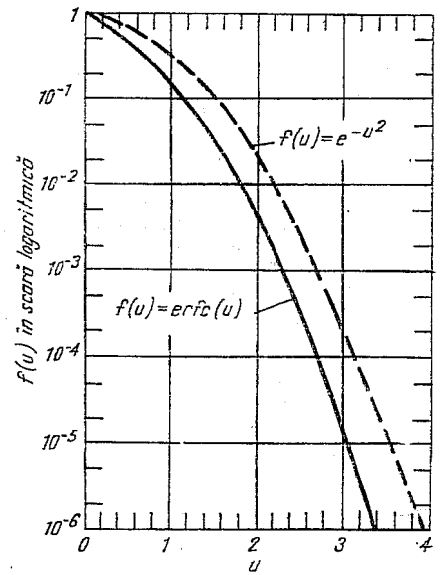


Fig. 5.15. Funcţia complementară a erorilor şi funcţia Gaussiană apar la difuzia în fază solidă.

(*b*) Cît trebuie continuată difuzia în aceste condiţii dacă planul joncţiunii trebuie să se găsească la adîncimea de 5 μ de la suprafaţă?

(*c*) Dacă timpul de difuzie este de 15 ore, care va fi adîncimea joncţiunii?

Răspunsuri: (*b*) 5,5 ore; (*c*) 8,2 μ.

P 5.2 Pentru o difuzie din sursă limitată, ilustrată în fig. 5.2, soluţia ecuaţiei difuziei dată de ecuaţia (5.1), este, presupunînd din nou D constant,

$$N(x, t) = \frac{M}{\sqrt{\pi Dt}}\, e^{-x^2/4Dt}, \tag{5.3}$$

unde M reprezintă concentraţia superficială iniţială, în atomi pe unităţi de suprafaţă (nu pe volum). Această distribuţie de impurităţi este cunoscută sub numele de distribuţie Gaussiană. Forma factorului exponenţial este arătată prin linia întreruptă din fig. 5.15.

(*a*) Să se schiţeze $N(x, t)/M$ funcţie de x pentru trei timpi fixaţi: t_1, $4t_1$ şi $9t_1$. Se presupune $\sqrt{Dt_1} = 5\mu$.

Impurităţile de bor sînt introduse în siliciu de tip *n* prin difuzie din sursă limitată. Proba are o concentraţie donoare uniformă de 5.10^{15} cm $^{-3}$ şi stratul iniţial de impurităţi acceptoare are o concentraţie superficială (M) de 10^{16} cm $^{-2}$. Difuzia este făcută la o temperatură de 1150°C la care coeficientul de difuzie D al borului în siliciu este aproximativ 10^{-12} cm^2/s.

(*b*) Cît trebuie continuată difuzia (deci cît timp va fi menţinută temperatura de 1150°C) dacă planul joncţiunii trebuie să se găsească la o adîncime de 5 μ de la suprafaţă?

(*c*) Dacă timpul de difuzie este de 1 h, care va fi adîncimea joncţiunii?

Răspunsuri. (*b*) aproximativ 1,7 h; (*c*) 3,8 μ.

P 5.3 Considerăm un strat subţire de material conductiv omogen de grosime w. Rezistivitatea electrică a materialului este ρ. Contacte metalice foarte bune conducătoare sînt aplicate pe marginile opuse ale unei porţiuni dreptunghiulare ale acestui strat, cum se arată în fig. 5.16.

(*a*) Să se găsească o expresie pentru rezistenţa R văzută între contactele paralele.

(*b*) Să se arate că dacă porţiunea este pătrată, adică dacă $l = h$, rezistenţa dintre contacte este independentă de dimensiunile pătratului. Rezistenţa rezultată, care depinde numai de ρ şi w este numită *rezistenţă de strat* (*de foaie*) a stratului sau peliculei conducătoare. Deşi rezistenţa de strat are dimensiunea ohmi, i se atribuie uzual dimensiunea de *ohmi pe pătrat*, notată $\Omega/\square$.

(*c*) O peliculă conductoare are o rezistenţă de strat de 1500 $\Omega/\square$. Care este rezistenţa unei porţiuni dreptunghiulare ca cea din fig. 5.16 dacă $l = 20$ mils şi $h = 2$ mils?

P 5.4 Această problemă se ocupă de rezistenţa unei structuri în care circulaţia curentului este unidimensională dar rezistenţa variază cu poziţia. Ne referim la blocul rectangular din material conducător, prezentat în fig. 5.17. Se presupune că feţele pentru $x = 0$ şi $x = W$ sînt suprafeţe echipotenţiale şi că se aplică o diferenţă de potenţial V între aceste feţe, astfel încît în bară circulă un curent I.

(*a*) Dacă rezistivitatea barei este uniformă şi are valoarea ρ_a (adică, dacă bara este omogenă), să se găsească o expresie pentru rezistenţa R_a dintre feţele terminale; cu alte cuvinte, să se evalueze $R_a = V/I$.

(*b*) Se presupune acum că bara este uniformă pe direcţia y dar gradată pe direcţia x. Adică se presupune că rezistivitatea ρ este independentă de y dar este funcţie de x, $\rho = \rho_b(x)$. Să se găsească o expresie pentru rezistenţa R_b dintre feţele terminale.

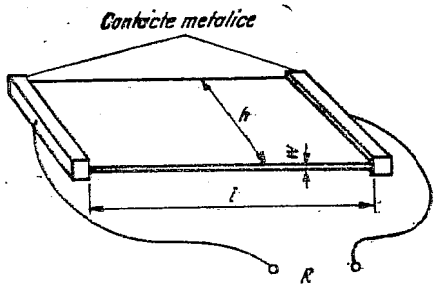


Fig. 5.16. Rezistenţa între capetele opuse ale unei porţiuni rectangulare dintr-o peliculă subţire este proporţională cu rezistenţa de strat.

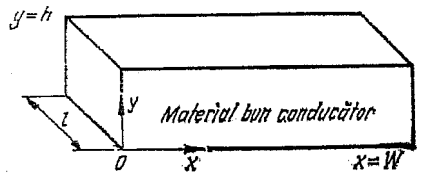


Fig. 5.17. Un rezistor în care circulaţia curentului este unidimensională.

(*c*) Să se arate că ecuaţia găsită la (*a*) poate fi folosită pentru a exprima rezistenţa evaluată la (*b*) dacă ρ_a este înlocuită prin rezistivitatea medie:

$$\overline{\rho_c} = \frac{1}{W}\int^{W} \rho_a(x)\mathrm{d}x.$$

(*d*) Se presupune acum că bara este uniformă pe direcţia x dar gradată după y. Adică se presupune că rezistivitatea ρ este independentă de x dar este o funcţie dată de y, $\rho = \rho_d(y)$. Să se găsească o expresie pentru rezistenţa R_e dintre feţele terminale.

(*e*) Să se arate că ecuaţia găsită la (*a*) poate fi folosită pentru a exprima rezistenţa evaluată la (*d*) dacă ρ_a este înlocuită printr-o rezistivitate medie diferită:

$$\overline{\rho_e} = \frac{1}{\frac{1}{h}\int_0^h \frac{\mathrm{d}y}{\rho_d(y)}}.$$

Aceste rezistivităţi medii sînt importante pentru evaluarea parametrilor circuitelor integrate. Media definită la (*c*) se aplică atunci cînd circulaţia curentului este în lungul gradientului rezistivităţii, ca în cazul evaluării rezistenţei serie a regiunilor neutre ale unei diode difuzate. Pe de altă parte, media definită la (*e*), care este inversa mediei conductivităţii, se aplică atunci cînd circulaţia curentului este normală la gradientul rezistivităţii, ca în cazul rezistoarelor difuzate.

P 5.5 Această problemă este dedicată capacităţii regiunii de sarcină spaţială a joncţiunilor gradate ca cele întîlnite în structurile difuzate. Se consideră cele două profile ale concentraţiei nete de impurităţi arătate în fig. 5.18; unul este abrupt, celălalt gradat. Se presupune că regiunea

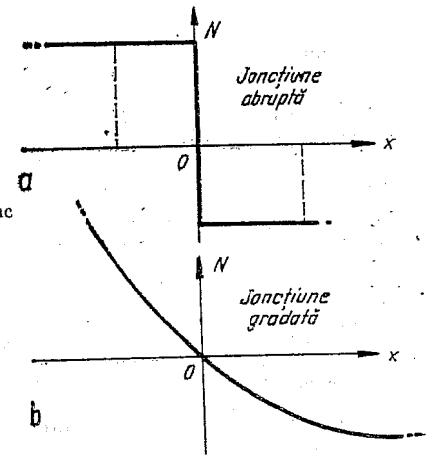


Fig. 5.18. Două profile de impurităţi care produc capacităţi diferite ale joncţiunii.

de sarcină spaţială este în general golită de purtători mobili, adică se foloseşte aproximaţia sărăcirii pentru a răspunde la întrebările de mai jos. Amintim de asemenea că:

(1) Regiunea de sarcină spaţială este un strat dipolar (ec. 4.31).

(2) Căderea totală de potenţial pe joncţiune este proporţională cu distribuţia de sarcină în primul moment (ec. 4.30).

(3) Capacitatea regiunii de sarcină spaţială (într-un strat sărăcit) este proporţională cu inversa grosimii regiunii de sarcină spaţială (ec. 4.39).

Se presupune că ambele joncţiuni au aceeaşi cădere de potenţial şi că regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii abrupte se întinde pînă la liniile întrerupte din fig. 5.18, *a*.

(*a*) Regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii gradate este mai întinsă sau mai puţin întinsă decît cea a joncţiunii abrupte?

(*b*) Care joncţiune are capacitatea de semnal mic cea mai mare?

(*c*) Pentru care joncţiune capacitatea de semnal mic depinde mai puternic de tensiune pentru variaţii mari ale tensiunii faţă de punctul de funcţionare?

P 5.6 Se consideră o diodă difuzată avînd structura arătată în fig. 5.9, *a*. Se presupune că *chip*-ul are dimensiunle 0,2 mm pe 0,2 mm cu 0,1 mm grosime şi că joncţiunea acoperă 80 % din suprafaţa *chip*-ului. Să se *estimeze* rezistenţa serie introdusă de substrat, dacă rezistivitatea substratului este 2 Ωcm.

P 5.7 O diodă difuzată poate fi modelată printr-o diodă cu joncţiune idealizată (ec. 4.20) în serie cu o rezistenţă de 100 Ω dată de substrat. Dioda idealizată are un curent de saturaţie I_s de 1 μA.

(*a*) La ce tensiune directă totală rezistenţa serie contribuie cu 10 % din căderea totală de tensiune?

(*b*) Care este curentul corespunzător?

P 5.8 Această problemă este dedicată structurii circuitului integrat din fig. 5.12. Remarcăm că rezistorul, condensatorul şi cele trei diode sînt făcute prin aceeaşi difuzie de donori în insulele de tip *p* ce au fost produse în acelaşi timp. Astfel, toate aceste joncţiuni *pn* au acelaşi profil de impurităţi şi aceeaşi adîncime a joncţiunii. Similar, joncţiunile de izolare au acelaşi profil de impurităţi. Diferitele regiuni au următoarele arii:

Mărimea întregului *chip*:	0,25 mm²
Insulele de izolare de tip *p*	
diode	0,05 mm²
rezistor	00,7 mm²
condensator	0.02 mm²
Regiunile difuzate de tip *n*	
fiecare diodă	0,01 mm²
canalul rezistorului	0,02 mm²
armătura superioară a condensatorului	0,015 mm²

Următoarele măsurări au fost făcute pe acest *chip*:

(1) Una dintre diodele difuzate are un curent invers de 0,2 μ*A* şi o capacitate de semnal mic a regiunii de sarcină spaţială de 8 pF la o tensiune inversă de 3 V.

(2) Curentul rezidual între insula de tip *p* ce conţine diodele şi substrat este de 0,5 μA şi capacitatea corespunzătoare este de 5 pF cînd tensiunea inversă este de 5 V.

Presupunînd că tensiunile de polarizare sînt aceleaşi, să se estimeze valorile următorilor parametri:

(*a*) Capacitatea şi curentul rezidual al condensatorului.

(*b*) Capacitatea parazită între canalul rezistiv al rezistorului şi substrat. Considerăm că insula de tip *p* în care este difuzat rezistorul este echipotenţială.

(*c*) Capacitatea parazită efectivă şi curentul rezidual între terminalul 4 şi substrat. Se presupune terminalul 5 în gol.

(*d*) Capacitatea parazită efectivă şi curentul rezidual între conexiunea anozilor diodelor cu rezistorul şi substrat.

P 5.9 Elementul rezistiv din circuitul integrat din fig. 5.12 are o lungime efectivă de 0,6 mm şi o adîncime de 1 μ pînă la regiunea de sarcină spaţială. Dacă conductanţa medie a regiunii difuzate de tip *n* este 10 S/cm, care este rezistenţa de strat? Care trebuie să fie lăţimea canalului dacă rezistorul trebuie să aibă valoarea 2.10^4 Ω?

CAPITOLUL 6

CIRCUITE CU DIODE ŞI MODELAREA LOR

CAPITOLUL 6

CIRCUITE CU DIODE ŞI MODELAREA LOR

6.1. Introducere

6.2. Modele de diode liniare pe porţiuni

6.2.1. Caracterizarea diodei
6.2.2. Analiza circuitului liniarizat pe porţiuni
6.2.3. Modele mai precise pentru diode

6.3. Modele şi analiză de semnal mic pentru diode

6.3.1. Modele de semnal mic
6.3.2. Porţi cu diode

6.4. Circuite de conversie a puterii

6.4.1. Circuite de redresare
6.4.2. Filtrarea ondulaţiilor
6.4.3. Stabilizarea tensiunii de ieşire

6.5. Diode semiconductoare speciale

6.5.1. Diode de străpungere
6.5.2. Diode tunel

Bibliografie

Probleme

6

Circuite cu diode şi modelarea lor

6.1. INTRODUCERE

Din punctul de vedere al analizei circuitelor, principala trăsătură care apare în toate aplicaţiile circuitelor cu componente electronice este natura lor neliniară. S-au văzut deja două asemenea exemple — atît tranzistorul cu efect de cîmp folosit ca generator în cap. 1, cît şi dioda cu joncţiune studiată în cap. 4 au caracteristice volt-amperice neliniare — şi vor mai fi şi altele în studiul componentelor active. Fiecare din aceste exemple ilustrează faptul că studiul circuitelor electronice diferă de studiul circuitelor care conţin numai componente pasive liniare în principal prin tehnicile şi punctele de vedere utilizate pentru a trata componentele neliniare.

Diodele cu joncţiuni semiconductoare, a căror comportare fizică s-a studiat în detaliu în cap. 4 şi a căror structură s-a ilustrat în cap 5, reprezintă cel mai simplu caz dintre componentele neliniare de circuit cu două borne.

Deşi diodele nu sînt dispozitive active şi sînt incapabile de a funcţiona ca ventile de comandă, caracteristica lor electrică este puternic neliniară. În studiul nostru ele vor servi ca un exemplu reprezentativ al analizei circuitelor neliniare.

Este evident din cele arătate în cap. 1 că analiza circuitelor neliniare s-ar putea baza pe tehnici grafice, cum ar fi construcţia caracteristicii de sarcină şi curbele caracteristicilor de transfer. Există, totuşi, cîteva motive pentru a extinde posibilităţile noastre analitice înaintea tehnicilor grafice. În primul rînd, metodele grafice devin complicate şi greoaie în circuitele complexe, în particular în acelea care conţin mai mult de o componentă neliniară. În al doilea rînd, metodele grafice au o folosinţă limitată în circuite care conţin componente de înmagazinare a energiei (bobine

sau condensatoare) şi în circuite în care aspectele dinamice ale comportării componentelor neliniare devin importante. În astfel de situaţii, variabilele dependente pot fi dominate fie de vitezele de schimbare ale variabilelor independente, fie de valorile lor instantanee, şi reprezentarea acestor relaţii funcţionale în termeni grafici devine dificilă; numărul de coordonate sau de dimensiuni cerute devine prea mare pentru o reprezentare grafică convenabilă. În al treilea rînd, metodele grafice fac prea puţin uz de generalizările şi punctele de vedere dezvoltate în studiul circuitelor liniare. Simplificările oferite de astfel de generalizări devin de o deosebită importanţă în circuitele complexe.

Deci, în acest capitol se vor discuta cîteva modele negrafice pentru diode cu joncţiuni. Aceste modele sînt, în principiu, reţele şi cuprind, în parte, elemente de circuit liniare ca: rezistoare şi condensatoare. Desigur, este necesară extinderea gamei elementelor de circuit idealizate pentru a include elementele neliniare. Se va constata că elementele noi pe care le definim şi tehnicile de modelare descrise se aplică unui domeniu larg de componente neliniare; ele nu se restrîng la diodele cu joncţiuni. Mai departe vom constata că, întrucît aceste modele sînt reţele şi sînt compuse în mare parte din elemente de circuite liniare, multe circuite neliniare pot fi studiate pe baza circuitelor liniare. Această reducere a sistemelor neliniare la cele liniare este o simplificare foarte mare.

6.2. MODELE DE DIODE LINIARE PE PORŢIUNI

6.2.1. Caracteristicile diodei

Analiza din cap. 4 a comportării electrice statice a diodelor cu joncţiuni, *pn* poate fi rezumată prin ecuaţia (4.20, a):

$$i = I_s\,(e^{\frac{qv}{kT}} - 1) \tag{6.1}$$

sau de curbele caracteristicii din fig. 4.20 care sînt repetate aici în fig. 6.1.

Deşi modelul fizic folosit era idealizat, rezultatele acestei analize sînt reprezentative pentru comportarea diodelor cu joncţiuni *pn*. Această comportare poate fi descrisă în două moduri complementare:

1. O diodă cu joncţiuni permite ca într-o direcţie (conducţie directă) să treacă curenţi mari, dar permite un curent foarte mic în direcţie contrară (conducţie inversă). Dacă curentul de conducţie directă poate fi în domeniul de zeci de miliamperi, sau sute de miliamperi, curentul invers este de obicei în domeniul nanoamperilor, adică cu şase ordine de mărime mai mic.

2. O diodă cu joncţiuni permite o cădere mare de tensiune la borne în cazul polarizării inverse, dar numai o foarte mică cădere de tensiune în cazul polarizării directe. Dacă tensiunea inversă poate fi de cîteva sute de volţi, tensiunea directă este rareori mai mare decît cîteva zecimi de volţi.

Avînd în vedere diferenţele foarte mari între comportarea în polarizare directă şi cea inversă, o caracterizare aproximativă a diodei cu joncţiuni

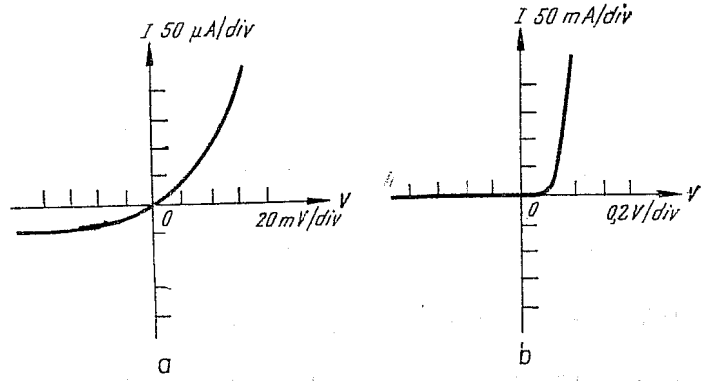


Fig. 6.1. Caracteristica statică $I-V$ a unei diode cu joncţiuni: *a* – comportarea în jurul lui $V = 0$; *b* – caracteristica completă a diodei.

este suficientă în multe aplicaţii. Dacă dioda este utilizată într-un circuit în care curenţii sînt mari în comparaţie cu curentul invers, iar tensiunile sînt mari în comparaţie cu tensiunea directă, dioda poate fi modelată prin următoarea pereche de ecuaţii:

$$v = 0 \text{ pentru } i > 0; \tag{6.2a}$$

$$i = 0 \text{ pentru } v < 0. \tag{6.2b}$$

Acest model neglijează atît căderea de tensiune directă, cît şi curentul invers al diodei. Modelul diodei definit de ecuaţiile (6.2) este denumit *diodă ideală liniarizată pe porţiuni*; simbolul de circuit şi caracteristica $I-V$ a elementului de circuit idealizat sînt arătate în figura 6.2. Acest element este admis ca liniar pe porţiuni deoarece caracteristica sa $I-V$ este compusă din segmente de linii drepte. Dioda liniară pe porţiuni nu permite cădere de tensiune cînd curentul este pozitiv şi nici scurgere de curent cînd tensiunea este negativă. Altfel spus, dioda liniară pe porţiuni se reduce la un scurtcircuit cînd curentul este pozitiv şi la un circuit deschis cînd tensiunea este negativă. De observat că direcţia curentului este aceeaşi

cu direcţia săgeţii din simbol. Bornele diodei sînt denumite *anod* şi *catod*, conform notaţiei din fig. 6.2.

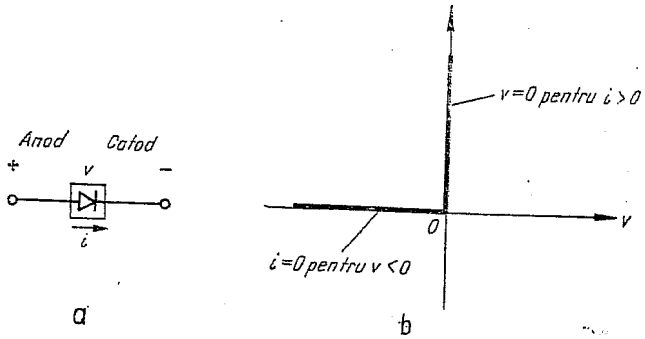


Fig. 6.2. Simbolul diodei ideale şi caracteristica $I-V$:
a – simbolul de circuit; b – caracteristica $I-V$.

6.2.2. Analiza circuitului liniarizat pe porţiuni

Deşi modelul ideal liniarizat pe porţiuni este o aproximaţie în mare a caracteristicii diodei cu joncţiuni *pn*, sînt multe situaţii în care precizia dată de el este suficientă. El este folosit mai ales ca model de primă aproximaţie, care poate fi folosit cînd dorim să examinăm trăsăturile generale ale performanţei oricărui circuit cu diode.

Ca prim exemplu al utilizării modelelor de diode liniarizate pe porţiuni se consideră circuitul din fig. 6.3. Se consideră tensiunea v_1 ca intrare şi tensiunea v_2 ca ieşire şi se doreşte să se determine relaţia dintre v_2 şi v_1.

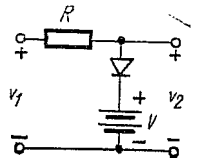


Fig. 6.3. Circuit limitator cu diodă.

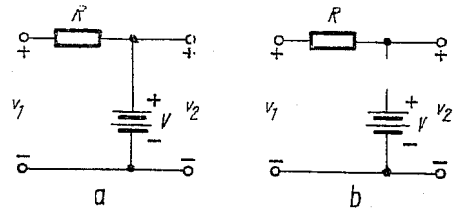


Fig. 6.4. Modele liniare echivalente pentru circuitul din fig. 6.3, pentru domenii limitate ale tensiunii de intrare:
a – circuit pentru $v_1 > V$; b – circuit pentru $v_1 < V$.

Se presupune că dioda este în mod adecvat modelată printr-o diodă liniarizată pe porţiuni, idealizată.

Starea diodei este determinată de tensiunea de intrare v_1. Cînd v_1 este mai mare decît tensiunea V dată de baterie, dioda este direct polarizată şi poate fi astfel aproximată printr-un scurtcircuit. Pe de altă parte, cînd v_1 este mai mic decît V, dioda este invers polarizată şi poate fi aproximată cu un circuit deschis. Astfel, comportarea circuitului neliniar din fig. 6.3 poate fi determinată prin studierea celor două circuite liniare arătate în figura 6.4. Circuitul din fig. 6.4, a se aplică cînd dioda este direct polarizată, adică atunci cînd v_1 este mai mare decît V, iar circuitul din fig. 6.4, b se aplică cînd dioda este invers polarizată.

Analiza reţelelor liniare din fig. 6.4 este simplă. Din fig. 6.4, a se obţine:

$$v_2 = V \text{ pentru } v_1 > V \tag{6.3a}$$

iar din fig. 6.4, b (dacă nu trece curent prin rezistorul R):

$$v_2 = v_1 \text{ pentru } v_1 < V. \tag{6.3b}$$

Astfel caracteristica completă de transfer $v_2(v_1)$ este compusă din două segmente liniare, aşa cum se arată în fig. 6.5 Punctul în care $v_1 = v_2 = V$ unde cele două drepte se intersectează se numeşte *punct de frîngere*; este punctul în care dioda liniarizată pe porţiuni se schimbă de la starea de blocare (nu circulă curent) la conducţie (nu suportă cădere de tensiune).

Circuitul din fig. 6.3 este numit *limitator cu diodă* pentru că limitează tensiunea de ieşire la o valoare prescrisă, adică, V în acest exemplu.

Ca un al doilea exemplu de utilizare a analizei liniare pe porţiuni se consideră circuitul arătat în fig. 6.6 şi se cercetează caracteristica de tip dipol la bornele aa'. Adică, dorim să determinăm dependenţa lui i_a de v_a. Încă o dată se presupune că fiecare din diodele cu joncţiuni este modelată printr-o diodă liniară pe porţiuni.

Ca şi în exemplul precedent stările diodelor din circuit sînt determinate de tensiunea de intrare v_a. Dacă v_a este negativă toate diodele sînt invers

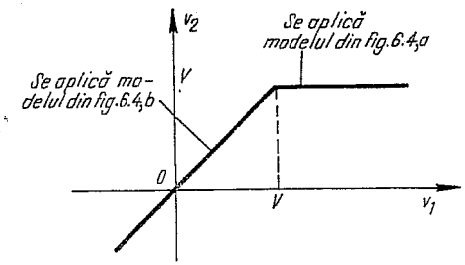


Fig. 6.5. Caracteristica de transfer liniară pe porţiuni pentru circuitul din fig. 6.3.

polarizate, iar curentul i_a este zero. Dacă v_a este pozitivă dar mai mică decît V numai dioda notată 0 este direct polarizată şi poate fi astfel înlocuită printr-un scurtcircuit. În acest domeniu se aplică modelul din figura 6.7, a şi deci:

$$i_a = Gv_a \text{ pentru } 0 < v_a < V. \tag{6.4a}$$

Pe măsură ce v_a creşte,mai multe diode îşi schimbă starea de la blocare la conducţie. Astfel, dacă v_a este mai mare decît V, dar mai mică decît $2V$, se aplică modelul din fig. 6.7, *b* şi:

$$i_a = Gv_a + 2G(v_a - V) = 3Gv_a - 2GV \text{ pentru } V < v_a < 2V. \quad (6.4b)$$

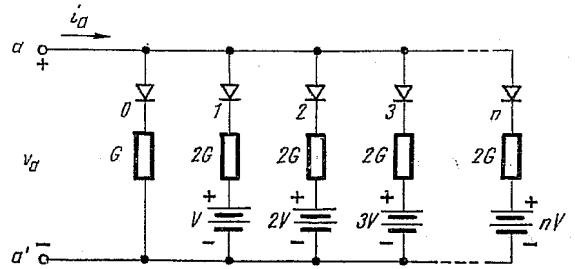


Fig. 6.6. Circuit cu diodă cu caracteristică de tip dipol neliniară.

Dacă v_a este mai mare decît kV, dar mai mic decît $(k+1)V$, primele $k+1$ diode conduc şi avem:

$$i_a = (2k+1)Gv_a - k(k+1)GV \text{ pentru } kV < v_a < (k+1)V. \quad (6.4c)$$

Această caracteristică $I - V$ este trasată în fig. 6.8 pentru v_a mai mică de 4 V. Caracteristica $I-V$ a acestui circuit este aproximarea în primul cadran a caracteristicii parabolice sau pătratice:

$$i_a = GV\left(\frac{v_a}{V}\right)^2 \quad (6.4d)$$

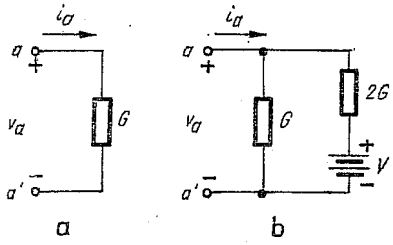


Fig. 6.7. Modele liniare pentru circuitul din fig. 6.6:
a – pentru $0 < v_a < V$; *b* – pentru $V < a < 2V$.

care este reprezentată printr-o linie întreruptă. O asemenea relaţie pătratică este utilizată în cazul cînd semnalul generat este proporţional cu *puterea* asociată unui alt semnal. Astfel, dacă v_a dă tensiunea de-a lungul

unei sarcini *liniare*, curentul i_a este proporţional cu puterea instantanee eliberată în această sarcină de către v_a.

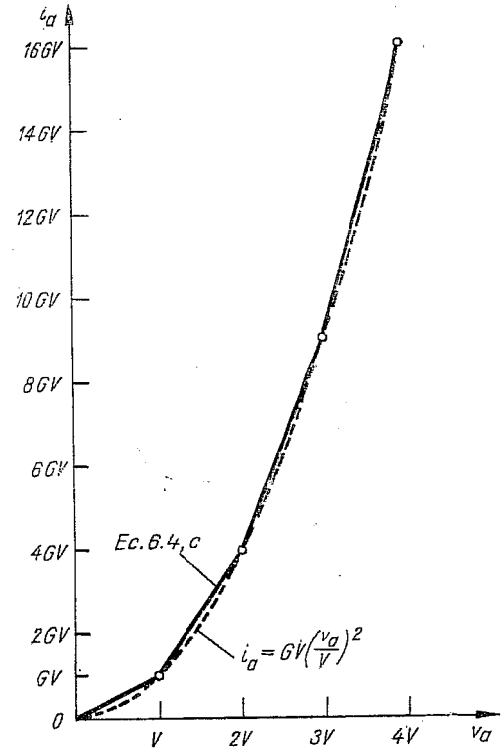


Fig. 6.8. Caracteristică de tip dipol pentru circuitul din fig. 6.6.

Precizia cu care caracteristica de tip dipol a acestui circuit aproximează o lege pătratică este determinată nu numai de numărul de laturi paralele, ci şi de modul în care diodele cu joncţiuni pot fi caracterizate ca liniare pe porţiuni. Este raţională reprezentarea diodelor prin modele idealizate liniare pe porţiuni dacă tensiunea V este mare în comparaţie cu căderea de tensiune în conducţie directă pe diode şi dacă curentul GV este mare în comparaţie cu curentul invers al diodelor.

Exemplul considerat subliniază motivarea introducerii modelului liniar pe porţiuni pentru diode. Prin înlocuirea diodelor din circuitul figurii 6.6 cu diodele idealizate liniare pe porţiuni s-a redus problema

analizei neliniare la studiul unor reţele liniare, ca de exemplu cele arătate în fig. 6.7. Aceste reţele liniare sînt analizate cu metodele dezvoltate în teoria circuitelor liniare, iar caracteristicile liniare rezultate pe porţiuni $I-V$ sînt alăturate în punctele de frîngere pentru a genera o caracteristică complet neliniară $I-V$. Cantitatea de muncă depusă este mult mai mică decît ar fi fost prin utilizarea tehnicilor grafice sau analitice numerice.

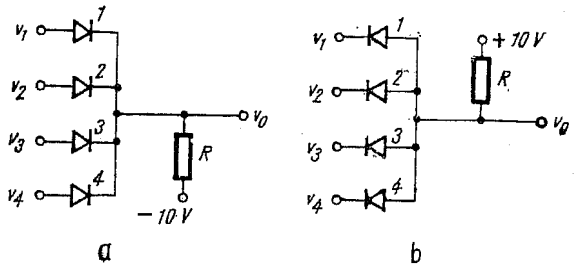


Fig. 6.9. Circuite cu diode care realizează funcţiile Max şi Min:
a – circuit Max; *b* – circuit Min.

Ca exemplu final de analiză a reţelelor cu diode liniarizate pe porţiuni se consideră cele două circuite arătate în fig. 6.9. Tensiunile $v_1 \ldots v_4$ sînt considerate ca intrări ale acestor circuite, iar tensiunea v_0 este considerată ca ieşire. Tensiunea negativă fixată în fig. 6.9, *a* (−10V) este aleasă mai mică decît cea mai negativă din tensiunile de intrare. Similar, tensiunea pozitivă fixată în fig. 6.9, *b*(+10V) este aleasă mai mare decît cea mai pozitivă din tensiunile de intrare. Se vor modela diodele prin diode liniare pe porţiuni.

Se consideră întîi circuitul din fig. 6.9, *a*. Diodele au catozii legaţi împreună. Dacă tensiunile de intrare au valori diferite numai dioda legată la cea mai pozitivă tensiune va conduce; celelalte diode vor fi invers polarizate. Curentul se închide prin dioda polarizată direct şi rezistorul R la tensiunea negativă a sursei (care este mai mică decît oricare din tensiunile de intrare). Deci tensiunea de ieşire v_0 este egală cu *cea mai mare* dintre tensiunile de la intrare, la care este conectată prin singura diodă care *conduce*. Din această cauză circuitul a fost numit „circuit Max" şi este descris prin următoarea notaţie:

$$v_0 = \text{Max}\ (v_1,\ v_2,\ v_3,\ v_4) \tag{6.5a}$$

Diodele din circuitul din fig. 6.9, *b* au anozii legaţi împreună. Astfel, dacă tensiunile de intrare au valori diferite, numai dioda conectată la *cea mai negativă tensiune* de intrare va conduce; celelalte vor fi blocate.

Tensiunea de ieşire, este, astfel, egală cu cea mai mică din intrări. Acest circuit este numit „*circuit Min*" şi este descris de funcţia:

$$v_0 = \text{Min}\ (v_1,\ v_2,\ v_3,\ v_4). \tag{6.5b}$$

Circuitele pot să aibă un număr oarecare de intrări.

Cele două circuite formează baza unei clase importante de circuite cu diode cunoscută sub denumirea de *porţi logice*, folosite în sistemele binare utilizate în calculul numeric. Porţile logice lucrează cu tensiuni de intrare şi ieşire care sînt cuantizate în două domenii separate şi înguste. Adică, variabilele din aceste circuite nu pot să ia orice valori, ci trebuie să cadă în unul sau altul din cele două domenii, aşa cum se arată în fig. 6.10, *a*. Cele două domenii permise corespund la două stări sau valori binare asociate.

Pentru a ilustra funcţionarea circuitelor Max şi Min ca porţi, vom considera arbitrar ca domenii permise ale tensiunilor de intrare: de la −5V la −4V, notat „starea **0**" şi de la +4V la +5V, notat „starea **1**"[1]). Aceste notaţii sînt arătate în figura 6.10, *b*.

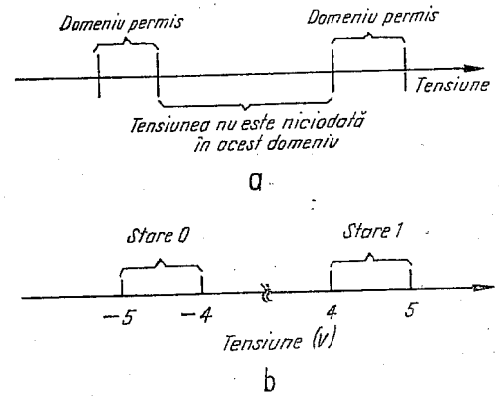


Fig. 6.10. Nivelele de tensiuni într-un sistem binar sînt cuantizate în două domenii discrete:
a – situaţia generală; *b* – notaţia specifică.

Circuitul Max din fig. 6.9, a va avea tensiunea de ieşire în starea **0**, dacă toate intrările sînt în starea **0**. Ieşirea va fi în starea **1** dacă oricare din intrări este în starea **1**. Astfel, pentru notaţia folosită, circuitul Max este o *poartă* SAU, întrucît ieşirea este în starea **1** dacă intrarea **1**, sau intrarea *2*, sau intrarea *3*, sau intrarea *4* este în starea **1**.

[1]) Această notaţie, în care cel mai pozitiv domeniu de tensiune se consideră starea **1**, se numeşte *logică pozitivă*. Notaţia în care cel mai negativ domeniu de tensiune se consideră stare **1** se numeşte *logică negativă*. Consecinţele logice sînt studiate în problema P.6.4. (*NA*).

Circuitul Min are ieşirea în starea **0** dacă oricare dintre intrări este în starea **0**. Ieşirea este în starea **1** dacă intrarea *1* şi intrarea *2* şi intrarea *3* şi intrarea *4* sînt în starea **1**. Astfel, pentru notaţia folosită, circuitul Min este un *circuit* ŞI.

Un dezavantaj practic al circuitelor logice cu diode arătate în figura 6.9 este diferenţa dintre nivelele de tensiune de la intrarea şi ieşirea din fiecare circuit. Această diferenţă se datoreşte căderii de tensiune directă, nenule. Astfel, în poarta SAU din fig. 6.9, *a*, nivelul superior al tensiunii de ieşire este cu circa 0,6 V (pentru o diodă cu siliciu) mai jos decît nivelul superior al tensiunii de intrare din cauza căderii de tensiune pe dioda care *conduce*. Într-o cascadă de asemenea porţi logice tensiunile de ieşire tind să iasă din domeniile specificate în fig. 6.10, *b*. Se va vedea în cap. 23 că această problemă a căderii nivelului logic poate fi soluţionată prin adăugarea unui tranzistor după fiecare poartă cu diode.

Cele mai simple porţi cu diode din fig. 6.9 sînt adesea fabricate sub formă integrată prin tehnicile descrise în cap. 5. Cu excepţia condensatorului de ieşire, circuitul integrat a cărui structură este arătată în fig 5.12 are aceeaşi formă cu circuitul cu trei intrări. Desigur ar fi necesară aducerea unei borne de la metalizare care să lege între ei anozii şi rezistorul R şi să se aplice o tensiune pozitivă fixată la borna *4*.

6.2.3. Modele mai precise pentru diode

Modelul diodei idealizat pe porţiuni poate fi folosit ca un element al unor modele mai complexe, mai precise, pentru diode şi alte dispozitive neliniare. De fapt, aceste elemente neliniare pot fi utilizate ca bază pentru aproximaţii liniare pe porţiuni ale oricărei caracteristici $I-V$, aşa cum s-a arătat în exemplul din fig. 6.6.

Ca exemplu de model mai complex se construieşte un model de diodă care caracterizează căderea de tensiune pe o joncţiune *pn* în conducţie directă cu o precizie mai mare decît a modelului tratat în fig. 6.2. Întrucît curentul de saturaţie al unei diode este, de obicei, cu patru-opt ordine de mărime mai mic decît curentul de conducţie directă la care lucrează dioda, legea exponenţială face ca funcţia caracteristică $I-V$ să aibă un prag aparent în conducţie directă, aşa cum se arată în fig. 6.11. Tensiunea în sens direct trebuie să crească cu cîteva zecimi de volt pentru ca curentul să devină sensibil. Deasupra acestui prag curentul în sens direct creşte rapid cu tensiunea. Modelele care reprezintă acest prag de conducţie sînt arătate în figura 6.12, *a* şi în fig. 6.12, *b*. Pragul de tensiune V_0, care apare în aceste modele, este de obicei în domeniul 0,2—0,4 V pentru diodele cu germaniu, şi în domeniul 0,5—0,7 V pentru diodele cu siliciu. Această tensiune are un coeficient de temperatură în domeniul —1... —2 mV/°C (v. ec. 4.27). Conductanţa G depinde de domeniul de curent

în care se aplică modelul. Panta caracteristicii exponenţiale este, din ecuaţia 6.1 :

$$\frac{di}{dv} = I_s\, e^{\frac{qv}{kT}} \left(\frac{q}{kT}\right) \tag{6.6a}$$

sau, echivalent, pentru curenţi mari :

$$\frac{di}{dv} \approx \left(\frac{q}{kT}\right) i \tag{6.6b}$$

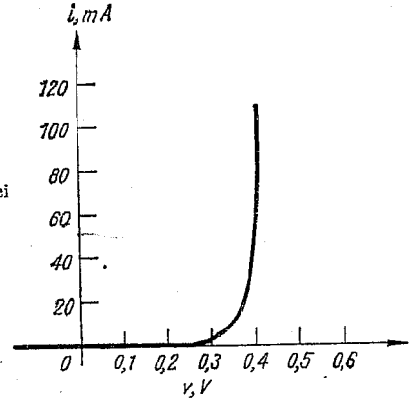


Fig. 6.11. Ilustrarea tensiunilor de prag a unei joncţiuni.

unde i este curentul în punctul în care se calculează panta. Dacă de exemplu modelăm comportarea unei diode la curenţi în domeniul zecilor de miliamperi, conductanţa în modelul din figura 6.12, *b* trebuie să fie de ordinul :

$$G = \frac{q}{kT}\ (10\ \text{mA}) = 0{,}4\ \text{S},$$

întrucît $q/kT \approx 0{,}04$ S/mA la temperatura camerei.

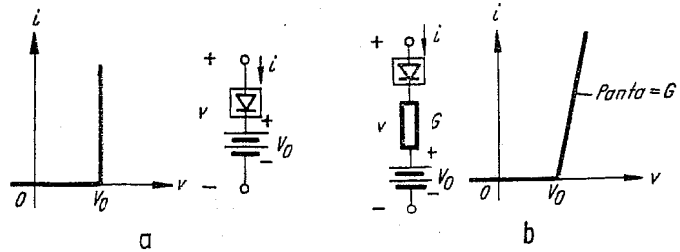


Fig. 6.12. Două modele de circuit care conţin tensiunea de prag :
a — model cu rezistenţă zero deasupra pragului ; *b* — model cu rezistenţă nenulă în conducţie directă.

Înainte de a continua, este necesară prezentarea unor notaţii şi a unor simboluri de circuit. Simbolul diodei utilizat în figurile 6.3 şi 6.6 este frecvent folosit pentru a reprezenta o diodă idealizată (exponenţială), sau orice diodă semiconductoare. Pentru a înlătura această ambiguitate vom utiliza cele trei simboluri diferite arătate în fig. 6.13 pentru a reprezenta aceste trei caracteristici $I-V$. De observat că, în toate cele trei cazuri, săgeata din simbol arată direcţia în care circulă curentul.

Ca exemplu de utilizare a unor modele mai precise de diode liniare pe porţiuni în analiza circuitelor, se consideră limitatorul arătat în fig. 6.14. Se modelează cele două diode utilizate în acest circuit cu modelul

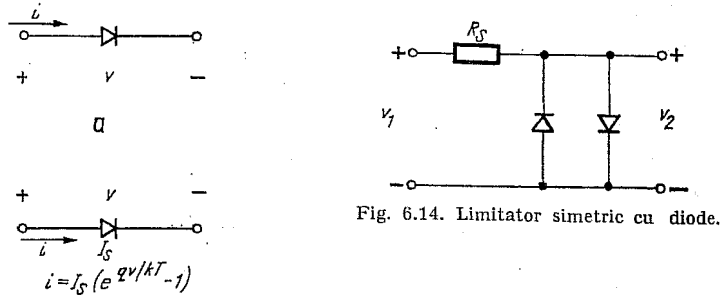


Fig. 6.13. Simboluri pentru circuite cu diode:
a – simbol general pentru orice diodă semiconductoare; *b* – simbol rezervat joncţiunii *pn* idealizate exponenţial. Curentul de saturaţie este notat cu I_S şi este parte a simbolului; *c* – simbolul utilizat pentru dioda ideală liniară pe porţiuni.

Fig. 6.14. Limitator simetric cu diode.

liniar pe porţiuni din fig. 6.12, *b*. Reţeaua care rezultă cînd diodele din circuitul din figura 6.14 sînt înlocuite de acest model este arătată în fig. 6.15. Analiza acestui circuit pentru determinarea caracteristicii de transfer $v_2(v_1)$ se bazează pe observaţia că stările diodelor sînt controlate direct de tensiunea v_2. Cele două diode nu conduc cînd v_2 este zero; amîndouă sînt invers polarizate de V_0. O mică valoare a lui v_2, diferită de zero, scade valoarea tensiunii inverse de polarizare pe o diodă crescînd polarizarea inversă a celorlalte. De exemplu, dacă v_2 este pozitivă, dar mai mică decît V_0, mărimea polarizării inverse a diodei *2* se reduce la (V_0-v_2) în timp ce mărimea polarizării inverse a diodei *1* creşte la (V_0+v_2). Cînd v_2 este negativă, dar mai mică în modul decît V_0, situaţia este inversată. Dacă $|v_2|$ atinge V_0, una dintre cele două diode îşi schimbă starea şi începe

să conducă. Valori mai mari ale lui $|v_2|$ determină trecerea curentului prin diodă (şi astfel prin R_S), mărind polarizarea inversă a celorlalte diode.

Putem, deci, identifica trei regiuni de lucru ale acestui circuit, definite în funcţie de valoarea lui v_2:

Regiunea 0, $-V_0 < v_2 < +V_0$. În această regiune ambele diode ideale sînt invers polarizate, astfel că nu circulă curent prin R_S. Deci caracteristica de transfer este:

$$v_2 = v_1. \tag{6.7a}$$

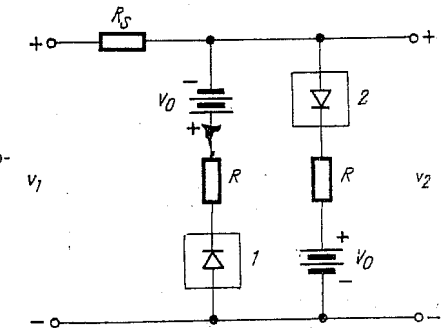


Fig. 6.15. Circuitul din fig. 6.8 cu diode înlocuite prin modele liniare pe porţiuni

Regiunea $+$, $V_0 \leqslant v_2$. Dioda ideală *2* conduce în această regiune în timp ce dioda *1* rămîne blocată. Superpoziţia componentelor lui v_2 produsă de V_0 şi de v_1 dă:

$$v_2 = V_0 \frac{R_S}{R_S + R} + v_1 \frac{R}{R_S + R}. \tag{6.7b}$$

Regiunea $-$, $v_2 \leqslant -V_0$. Comportarea în această regiune este similară celei din regiunea $+$ cu excepţia faptului că rolurile diodelor sînt inversate şi v_1 şi v_2 au semn opus. Deci, în această regiune:

$$v_2 = -V_0 \frac{R_S}{R_S + R} + v_1 \frac{R}{R_S + R}. \tag{6.7c}$$

Caracteristica de transfer completă, liniară pe porţiuni, definită de cele trei segmente prin ecuaţiile 6.7 este trasată în fig. 6.16. De observat că, pentru $|v_1|$ mai mare decît V_0 (adică în regiunile $+$ şi $-$), caracteristica de transfer are aceeaşi pantă cu un divizor simplu de tensiune în care rezistenţa elementului de ieşire este R, iar rezistenţa elementului de

intrare este R_S. Această echivalenţă rezultă din faptul că în aceste regiuni reţeaua formează un divizor de tensiune rezistiv.

Dacă rezistenţa R_S este mult mai mare decît rezistenţa în conducţie directă R caracteristica de transfer este aproape orizontală în regiunile + şi −. Cu alte cuvinte, un asemenea circuit ar putea servi ca un limitator „sus" pentru tensiuni de intrare în afara domeniului $\pm V_0$.

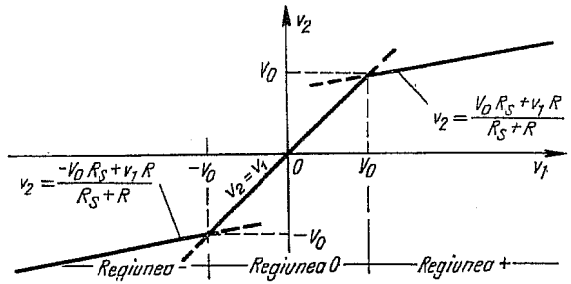


Fig. 6.16. Caracteristica de transfer liniară pe porţiuni pentru circuitul din fig. 6.15.

Acest circuit poate fi utilizat pentru a proteja un aparat de măsurat sau un alt aparat sensibil de tensiuni nedorite prin simpla introducere a limitatorului între sursa de tensiune şi aparat. Cît timp tensiunea de intrare este în limitele $\pm V_0$, nici o diodă nu conduce şi nu apare nici o limitare. Desigur, este necesară să se calculeze căderea de tensiune pe R_s, dacă aparatul de măsurat sau sarcina necesită un curent apreciabil.

Cele mai multe dintre circuitele care apar în studiul modelelor liniare pe porţiuni pentru dispozitive neliniare pot fi analizate simplu prin inspectarea circuitului. Ca şi în exemplele considerate, se cere identificarea diferitelor stări ale circuitului, adică a stărilor diodelor idealizate liniar pe porţiuni şi determinarea domeniilor soluţiilor care definesc aceste stări. Desigur, o serie întreagă de circuite nu se pot calcula uşor cu metodele analitice bazate pe intuiţie. Pentru aceste situaţii au fost dezvoltate mai multe metode sistematice de analiză [1]).

6.3. MODELE ŞI ANALIZĂ DE SEMNAL MIC PENTRU DIODE

6.3.1. Modele de semnal mic

Toate modelele discutate mai departe păstrează natura neliniară a dispozitivului activ şi sînt, deci, capabile să reprezinte o diodă pentru ambele polarităţi ale tensiuniler de la borne. În asemenea situaţii de circuit

[1]) Vezi referinţa bibliografică [6.3] (*NA*)

sîntem interesaţi numai în modelarea caracteristicilor dispozitivului pe un domeniu îngust de curenţi şi tensiuni. De exemplu, se poate cere un model pentru caracteristica diodei din fig. 6.17, *a* care să reflecte mici schimbări în curent şi tensiune în imediata vecinătate a punctului a cărui coordonate sînt (V_D, I_D). Dacă curentul şi tensiunea diodei nu diferă apreciabil de valorile din *punctul de funcţionare* se poate scrie :

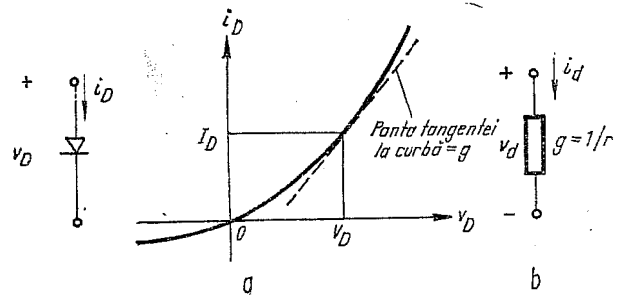


Fig. 6.17. Model liniar de semnal mic pentru diodă :
a — caracteristica diodei; *b* — model de semnal mic.

$$v_D = V_D + v_d \qquad v_d \ll V_D \tag{6.8a}$$

şi

$$i_D = I_D + i_d \qquad i_d \ll I_D \tag{6.8b}$$

unde *variabilele de semnal mic* v_d şi i_d, care descriu deviaţiile variabilelor totale v_D şi i_D de punctul static de funcţionare dat V_D şi I_D, sînt într-o *dependenţă liniară*. Adică :

$$i_d = g v_d. \tag{6.9a}$$

Aici g reprezintă *conductanţa de semnal mic* a diodei în punctul static de funcţionare (I_D, V_D)[1]). Interpretarea grafică a acestei relaţii liniare omogene între variabilele de semnal mic este arătată în fig. 6.17, *a*. Conductanţa de semnal mic g este panta caracteristicii $V—I$ în punctul static de funcţionare :

$$g = \left.\frac{\mathrm{d}i_D}{\mathrm{d}v_D}\right|_{v_D = V_D} \tag{6.9b}$$

[1]) Notaţia folosită aici este standardizată pentru descrierea dispozitivului semiconductor; a se vedea cap. 1. Deşi această notaţie este greoaie pentru diodă, ea se introduce aici pentru că utilizarea ei va evita confuzia posibilă cînd se vor trata dispozitivele cuadripol. (*NA*).

Astfel, pentru schimbări mici din jurul punctului de funcţionare, caracteristica neliniară a diodei poate fi modelată prin rezistenţă sau conductanţă, care este, de obicei, aleasă pentru descrierea pantei caracteristicii $V-I$ în punctul de funcţionare. Mai precis, curentul *de semnal mic* al diodei este proporţional cu tensiunea *de semnal mic* a diodei dacă variaţiile de semnal mic sînt suficient de mici; constanta de proporţionalitate este conductanţa de semnal mic, care este egală cu panta caracteristicii $V-I$ din punctul de funcţionare. Un model de circuit care reprezintă această relaţie este arătat în fig. 6.17, *b*.[1)]

Această dezvoltare *a modelului liniar de semnal mic* nu trebuie legată de interpretarea grafică a relaţiilor dintre variabile; dezvoltarea poate fi bazată pe reprezentarea relaţiei algebrice neliniare cu ajutorul unei serii Taylor limitate, ca în § 1.4.1.

Conductanţa de semnal mic a unei joncţiuni idealizate *pn* rezultă foarte simplu din punctul de funcţionare. Diferenţierea directă a ecuaţiei joncţiunii *pn* idealizate (ec.6.1) dă:

$$g = \frac{q}{kT}(I_D + I_S). \tag{6.10}$$

Conductanţa de semnal mic este, aşadar, proporţională cu curentul din punctul de funcţionare I_D pentru curenţi mult mai mari decît curentul de saturaţie. Ea tinde asimptotic la zero cînd curentul invers tinde spre $-I_S$.

Două aspecte ale modelului de semnal mic pentru un dispozitiv neliniar merită atenţie specială. Primul, că parametrii care caracterizează un model de semnal mic (în acest caz, conductanţa de semnal mic, sau reciproca ei — rezistenţa de semnal mic) depind, în general, de punctul static de funcţionare. Deci este fără sens elaborarea unui model de semnal mic pentru un dispozitiv fără a preciza punctul static de funcţionare la care se referă. Al doilea, că modelul de semnal mic nu poate fi utilizat nici pentru corespondenţa dintre variabilele din punctul static de funcţionare (I_D şi V_D) nici pentru variabilele totale (i_D şi v_D).

În acest paragraf s-a dezvoltat un model de semnal mic liniar pentru o diodă, din relaţia *statică* $V-I$ a dispozitivului. Deci, modelul de semnal mic este rezistiv. Altfel, am fi putut găsi modelul de semnal mic direct din electronica fizică a diodei. Dacă am fi procedat astfel şi dacă am fi calculat curenţii necesari pentru a schimba distribuţiile interne de sarcini, am fi obţinut un model care conţine elemente de înmagazinare a energiei reprezentînd efectele distribuţiilor sarcinilor care se schimbă.

Dacă punctul de funcţionare este în regiunea conducţiei directe, dinamica comportării electrice este determinată de sarcinile electrice din regiunile neutre. Dacă viteza de variaţie a semnalului variabil este suficient de mică, efectul schimbărilor sarcinilor din regiunile neutre poate fi reprezentat printr-o capacitate în paralel cu conductanţa din fig 6.17,*b*.

[1)] Se presupune că variabilele de semnal mic se schimbă suficient de lent astfel încît caracteristica statică $V-I$ dă o descriere corespunzătoare a relaţiei totale dintre variabilele v_D şi i_D (*NA*)

Dacă, pe de altă parte, punctul de funcţionare este în regiunea tensiunilor inverse, distribuţiile de sarcini din regiunile neutre sînt independente de tensiunea pe joncţiune şi au un efect neglijabil asupra comportării dinamice de semnal mic a diodei. La o tensiune inversă, distribuţia sarcinilor din stratul de sarcină spaţială determină dinamica diodei. Aşa cum s-a văzut în §4.4.1 curenţii asociaţi schimbărilor de semnal mic din distribuţia de sarcini din regiunea de sarcină spaţială, pot fi modelaţi în funcţie de o capacitate de sarcină spaţială de semnal mic, dată de ecuaţia 4.32, a. Această capacitate poate fi utilizată ca un model de semnal mic aproximativ pentru o joncţiune invers polarizată.

Faptul că parametrii de semnal mic ai diodei depind de punctul de funcţionare poate fi utilizat în aplicaţii de circuit în care este necesară o rezistenţă sau o capacitate electrică variabilă. De exemplu, dependenţa conductanţei de semnal mic din conducţia directă de curentul electric poate fi utilizată pentru a obţine un divizor de tensiune a cărui atenuare este controlată electric (Problema P 6.7). De asemenea, dependenţa capacităţii de sarcină spaţială de semnal mic de valoarea tensiunii inverse poate fi utilizată pentru acordarea electrică a circuitelor rezonante (Problema P. 6.6).

6.3.2. Porţi cu diode

Marea diferenţă între stările de conducţie directă şi inversă a unei diode face ca acest dispozitiv să fie folosit ca un întrerupător controlat electric în prelucrarea semnalelor. Un exemplu de circuit de acest tip este arătat în fig. 6.18, *a*. În intervalul de timp în care tensiunea de control a porţii v_G este pozitivă, dioda este direct polarizată prin R_G. Tensiunea de ieşire v_O este egală cu căderea de tensiune directă pe diodă, care este influenţată numai slab de tensiunea de semnal v_S. Pe de altă parte, cînd tensiunea porţii de control este negativă, dioda este invers polarizată şi conduce slab. Deci, pentru frecvenţe joase la care capacitatea joncţiunii prezintă o admitanţă neglijabilă, tensiunea de semnal apare la bornele de ieşire atenuată prin factorul $R_G/(R_G + R_s)$ şi deplasată cu $-VR_s/(R_s + R_G)$. Dioda din acest circuit funcţionează ca o poartă în sensul că ea determină, prin comanda lui v_G, ca tensiunea de semnal să apară sau nu la bornele de ieşire.

Se poate utiliza modelul de semnal mic pentru a determina componenta de semnal a tensiunii de ieşire în fiecare din cele două stări ale porţii. Cînd tensiunea de control v_G este pozitivă, dioda care este direct polarizată,

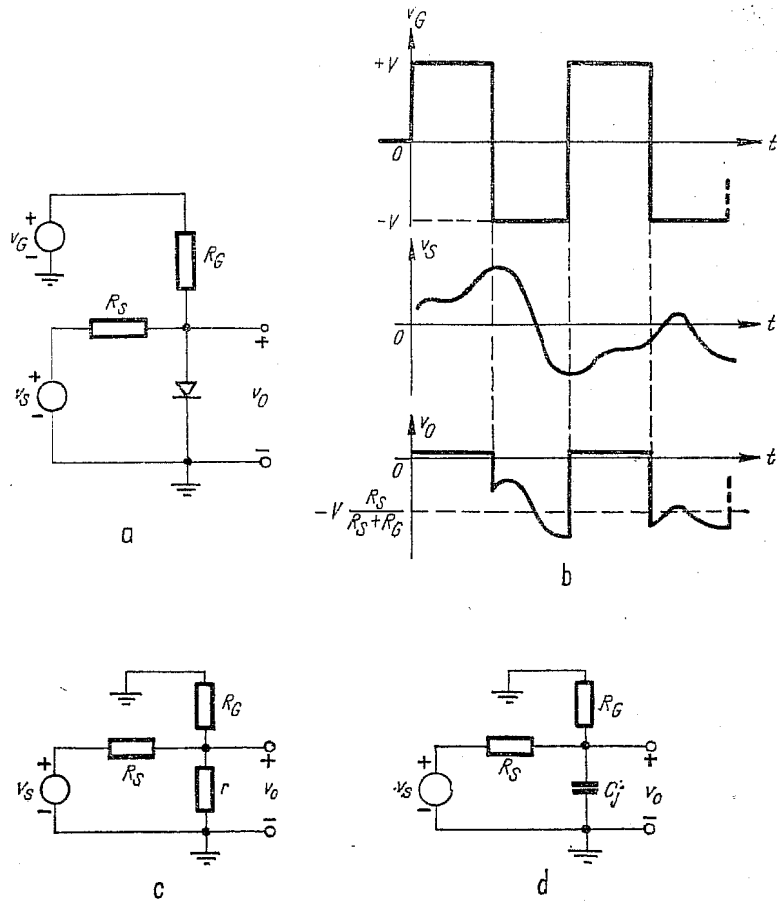


Fig. 6.17. Circuit poartă cu diode:
a – circuit; *b* – forme de undă; *c* – circuit de semnal mic pentru $v_G = +V$; *d* – circuit de semnal mic pentru $v_G = -V$.

poate fi caracterizată pentru componenta de semnal mic printr-o rezistenţă r, care, conform ecuaţiei 6.10 este dată de:

$$r = \frac{kT}{qI_D}. \tag{6.11a}$$

Aici I_D reprezintă curentul continuu prin diodă; el este aproximativ:

$$I_D = \frac{V}{R_G}. \tag{6.11b}$$

Modelul de semnal mic al circuitului în această stare se arată în fig. 6.18, *c*. De observat că sursa de tensiune care alimentează tensiunea de control a porţii este înlocuită de un scurtcircuit, întrucît în această stare sursa dă o tensiune cu componentă de semnal mic *nulă*. Acest circuit poate fi utilizat pentru a calcula componenta de semnal mic v_o din tensiunea de ieşire v_O. Astfel:

$$v_o = v_s \frac{r \,||\, R_G}{r \,||\, R_G + R_S}. \tag{6.12}$$

Această tensiune este prea mică pentru că r este mult mai mică decît R_S. Tensiunea totală de ieşire este numai superpoziţia acestei componente de semnal mic şi a căderii de tensiune în conducţie directă care corespunde curentului dat de ecuaţia 6.11b.

Cînd tensiunea de control este negativă, dioda poate fi caracterizată pentru componentele de semnal mic ca o capacitate de valoare C şi se aplică modelul din fig. 6.18, *d*. În acest caz, tensiunea de ieşire totală este superpoziţia componentei de semnal mic determinată din acest model de semnal mic şi componenta de curent continuu care este $-VR_S/(R_S + R_G)$. La frecvenţe joase, componenta de semnal mic este aproximativ egală cu v_s, iar forma de undă la ieşire este cea arătată în fig. 6.18, *b*.

Domeniul de valori al lui v_S pentru care circuitul funcţionează ca o poartă este, desigur, limitată. Dacă v_S ia o valoare pozitivă prea mare, ea face ca dioda să conducă cînd ar trebui să fie blocată, în acest fel apărînd şi valorile pozitive extreme ale undei de semnal. Dacă v_S are o valoare negativă prea mare, ea face ca dioda să fie blocată cînd ar trebui să conducă, permiţînd să treacă prin poartă extremele negative atunci cînd poarta ar trebui să fie închisă.

Circuitul poartă simplu arătat în fig. 6.18 are dezavantajul că tensiunea de ieşire este diferită de zero cînd poarta este deschisă, deviaţia fiind proporţională cu tensiunea de control a porţii. Această deviaţie poate fi eliminată prin utilizarea unui circuit echilibrat, ca cel arătat în fig. 6.19. Dacă diodele sînt identice, tensiunea de control v_G nu produce o tensiune la bornele de ieşire. Cînd v_G este pozitivă, toate cele patru diode sînt direct polarizate, deci semnalul este scurtcircuitat de puntea de diode şi nu apare la bornele de ieşire. Pe de altă parte, cînd v_G este negativă, toate cele patru diode sînt invers polarizate (dacă v_S are limite corespunzătoare) şi v_S apare neatenuat la ieşire.

Se pot utiliza modele de semnal mic pentru a cerceta proprietăţile de prelucrare a semnalelor ale acestui circuit poartă.

Se presupune că tensiunea de control v_G ia una din cele două valori :

$$v_G = \begin{cases} +V \\ \text{sau} \\ -V \end{cases}$$

Cînd v_G este pozitivă, toate cele patru diode sînt direct polarizate. Întrucît diodele se presupun identice, curentul prin fiecare dat de v_G este

$$I_D \approx \frac{V}{2R_G}. \tag{6.13a}$$

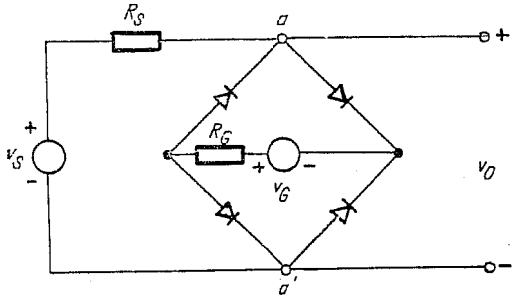


Fig. 6.19. Punte echilibrată cu patru diode.

Acest rezultat se bazează pe presupunerea că V este mult mai mare decît căderea de tensiune directă. Dacă v_S nu este prea mare, fiecare diodă poate fi caracterizată pentru componentele de semnal mic printr-un rezistor de valoare r, care este dat de ecuaţia 6.11 a. Un model de semnal mic al circuitului cînd v_G este pozitivă este arătat în fig. 6.20,*a*. Simetria punţii cere ca curentul de semnal mic prin R_G să fie întotdeauna zero. Deci R_G poate fi modificat, iar circuitul poate fi simplificat aşa cum se arată în fig. 6.20,*b*. Funcţia de transfer de semnal mic este :

$$\frac{v_o}{v_s} = \frac{r}{r + R_S}, \tag{6.13b}$$

Cînd v_G este negativă, toate cele patru diode sînt invers polarizate; tensiunea inversă pe fiecare diodă este $-V/2$. Dacă se caracterizează comportarea la semnal mic a diodelor invers polarizate cu ajutorul capacităţilor de sarcină spaţială, C_j circuitul echivalent la semnal mic al circuitului are forma din fig. 6.20, *c*. Din nou, curentul de semnal mic din R_G

este zero, astfel că modelul se poate simplifica aşa cum este arătat în fig. 6.20, *d*. Dacă sursa de semnal variază lent, raportul de transfer al tensiunii este aproximativ unu. Schimbări rapide ale lui v_s produc o oarecare atenuare în v_o întrucît curentul cerut de C_j produce o cădere de tensiune pe R_S.

Această analiză de semnal mic nu ne dă vreo informaţie asupra domeniilor tensiunilor sursei de semnal pentru care poarta să rămînă deschisă cînd $V_G = -V$ sau să rămînă închisă cînd $V_G = +V$.

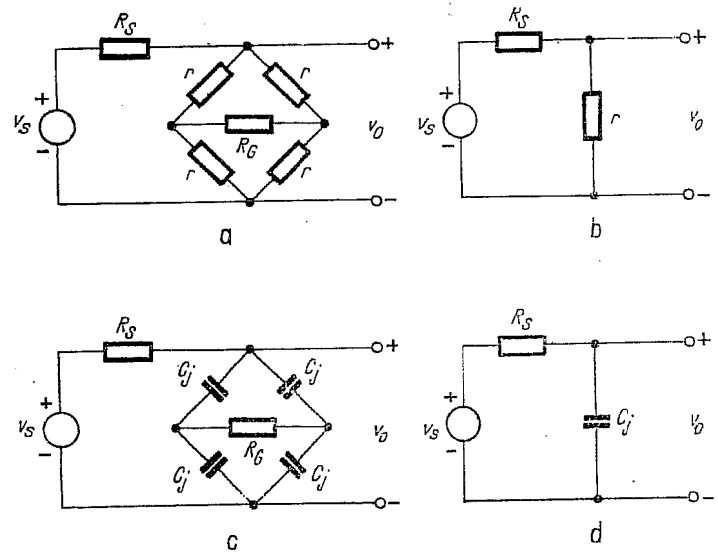


Fig. 6.20. Modele de semnal mic pentru o punte cu diode echilibrată
a — model pentru $v_G = +V$; *b* — model simplificat echivalent lui *a*; *c* — model pentru $v_G = -V$; *d* — model simplificat echivalent lui *c*.

Limitele de lucru pot fi uşor cercetate prin evaluarea funcţiei de transfer de la v_S la v_O în fiecare stare a porţii. Încă o dată, modelele liniare pe porţiuni ale diodelor pot fi utilizate pentru caracterizarea comportării neliniare a diodelor în scopul acestei analize (Problema P6.9).

6.4. CIRCUITE DE CONVERSIE A PUTERII

Există multe circuite în sistemele inginereşti de conversie sau *redresare* a curenţilor alternativi în curenţi continui. De exemplu, cele mai multe circuite electronice active necesită surse de curent continuu. De asemenea,

multe sisteme de control electromecanice utilizează energia curentului continuu pentru lucrul motoarelor sau altor traductoare de ieşire. În amîndouă cazurile, energia de curent continuu poate fi obţinută de la reţea prin conversia curentului alternativ în curent continuu. Diodele, cu comportarea lor unidirecţională, pot fi utilizate în acest proces de conversie.

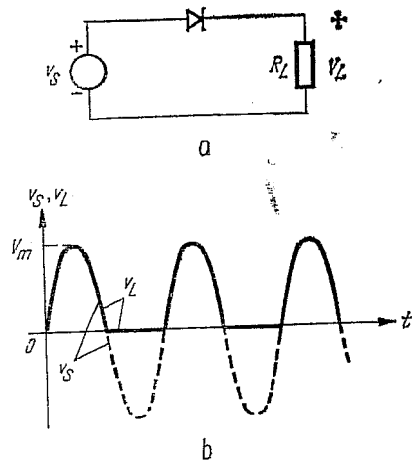


Fig. 6.21. Redresor monoalternanţă :
a – circuit ; *b* – tensiune de intrare şi ieşire.

6.4.1. Circuite de redresare

Cea mai simplă formă de circuit practic de conversie a puterii este arătată în fig. 6.21,*a* ; el se numeşte *redresor monoalternanţă.*

Funcţionarea sa cu o tensiune de intrare sinusoidală este ilustrată în figura 6.21, *b* unde dioda este modelată printr-o diodă ideală liniară pe porţiuni. Cînd tensiunea sinusoidală a sursei este pozitivă dioda conduce, iar tensiunea la bornele sarcinii este egală cu tensiunea sursei. Cînd tensiunea sursei este negativă, dioda este blocată, iar tensiunea de la bornele sarcinii este zero. Astfel, tensiunea în sarcină urmăreşte tensiunea de intrare pe o jumătate a perioadei şi este zero pe cealaltă jumătate a perioadei. Componenta de curent continuu a tensiunii de sarcină este valoarea medie a formei de undă trasate cu linie continuă, din fig.6.21,*b*. Adică, tensiunea de curent continuu din sarcină este :

$$V_{cc} = \frac{V_m}{2\pi}\int_0^{\pi} \sin\theta \, d\theta = \frac{V_m}{\pi}, \qquad (6.14a)$$

unde V_m este valoarea de vîrf a tensiunii alternative de la intrare. Componenta corespunzătoare continuă a curentului din rezistorul de sarcină este V_{cc}/R_L, unde R_L este rezistorul de sarcină. Astfel curentul continuu din rezistorul de sarcină este :

$$I_{cc} = \frac{V_m}{\pi R_L}. \qquad (6.14b)$$

Dacă sursa de curent alternativ prezintă o apreciabilă rezistenţă internă, analiza redresorului monoalternanţă trebuie să fie modificată luîndu-se în consideraţie căderea de tensiune pe această rezistenţă internă. Un circuit care include rezistenţa sursei şi formele corespunzătoare de undă este arătat în fig. 6.22. Dioda a fost modelată printr-o diodă ideală

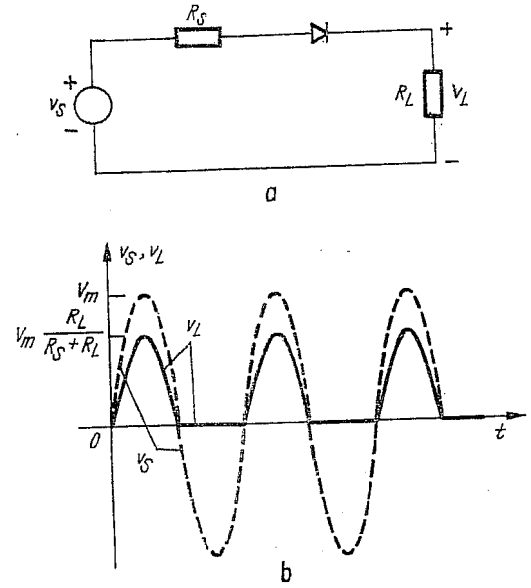
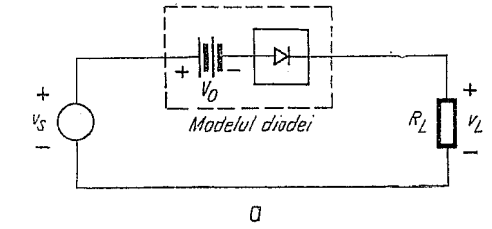


Fig. 6.22. Efectul rezistenţei sursei asupra tensiunii de ieşire :
a – circuit ; *b* – tensiuni de intrare şi ieşire.

liniară pe porţiuni. Efectul rezistenţei sursei este de a reduce tensiunea de la ieşire printr-un factor $R_L/(R_L + R_s)$. În mod corespunzător, componentele de curent continuu ale tensiunii şi curentului de la ieşire vor fi reduse faţă de valorile din ecuaţiile 6.14 prin acelaşi factor.

Cînd circuitele de redresare sînt utilizate pentru a obţine tensiuni relativ mici continui, este necesar a folosi un model de diodă care să ia în consideraţie căderea de tensiune în sens direct pe diodă. Diodele cu siliciu au o tensiune de prag de 0,5—0,7 V. Astfel, este necesar de a lua în consideraţie acest prag cînd amplitudinea tensiunii alternative este mai mică de 10 V. Un model care să ia în considerare căderea de tensiune directă pe această diodă este arătat în fig. 6.23,*a*; dioda este reprezentată printr-o diodă ideală liniară pe porţiuni în serie cu o tensiune continuă



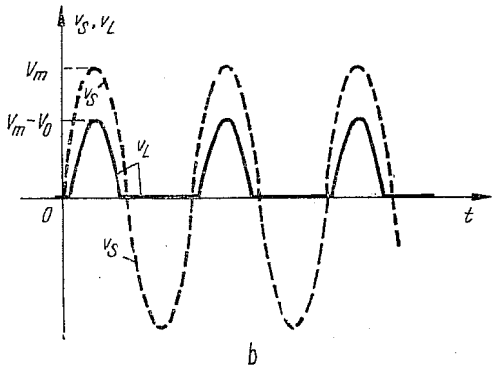


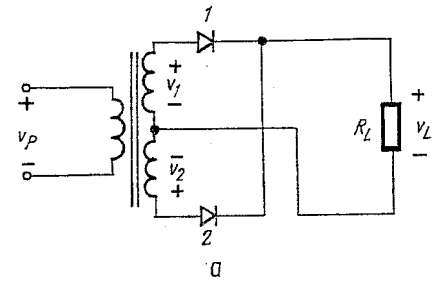
Fig. 6.23. Efectul căderii de tensiune pe diodă asupra intervalului de conducţie şi a tensiunii de ieşire;
a — circuit; *b* — tensiuni de intrare şi ieşire.

a cărei valoare, V_0, este tensiunea de prag (a se vedea§ 6.2.3). Formele de undă corespunzătoare sînt arătate în figura 6.23, *b*. Întrucît nu circulă curent pînă ce v_s, atinge V_0, intervalul de conducţie este întrucîtva micşorat. Desigur, amplitudinea tensiunii de ieşire este mai mică decît amplitudinea tensiunii de intrare cu V_0. Întrucît tensiunea de ieşire nu se mai întinde pe jumătate de perioadă, media dată de ecuaţia 6.14d nu mai este aplicabilă (v. problema P 6.10).

Redresorul monoalternanţă dă o tensiune de ieşire cu o componentă apreciabilă de curent alternativ de acelaşi ordin de mărime cu componenta dorită de curent continuu. Un circuit ceva mai complicat, numit redresor

dublă alternanţă şi arătat în fig. 6.24 dublează componenta de curent continuu a tensiunii de ieşire, fără a creşte excursia vîrf-vîrf a componentei alternative. Transformatorul din acest circuit necesită o priză mediană în secundar pentru a produce două tensiuni sinusoidale v_1 şi v_2 care sînt egale în amplitudine şi defazate cu 180°. Adică:

$$v_2(t) = -v_1(t).$$



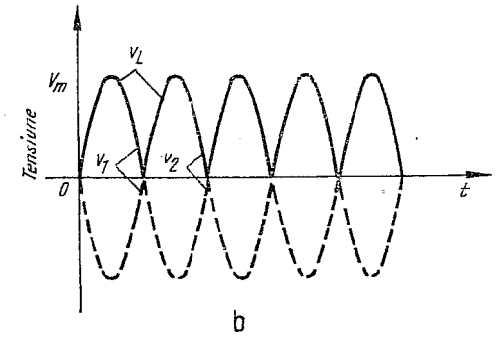


Fig. 6.24. Redresor dublă alternanţă cu transformator cu priză mediană:
a — circuit; *b* — forma de undă.

În jumătatea de perioadă în care v_1 este pozitivă, dioda *1* conduce. Dacă diodele pot fi modelate corespunzător prin diode ideale liniare pe porţiuni (aşa cum este posibil de obicei), tensiunea de ieşire v_L este egală cu tensiunea de intrare în intervalul de jumătate de perioadă în care v_1 este pozitivă, iar dioda *2* este blocată. În timpul celeilalte jumătăţi de perioadă cînd v_1 este negativă şi v_2 este pozitivă, dioda *2* conduce, iar tensiunea de ieşire urmăreşte pe v_2, aşa cum se arată în fig. 6.24, *b*. Componenta de curent continuu a curentului din rezistorul de sarcină este de două ori mai mare decît la un redresor monoalternanţă care lucrează

cu aceeaşi tensiune de intrare alternativă şi acelaşi rezistor de sarcină (presupunînd un transformator de 1 :1 :1). Adică, din ecuaţia 6.14b rezultă:

$$I_{cc} = \frac{2V_m}{\pi R_L}. \qquad (6.15)$$

Această utilizare a ambelor faze ale tensiunii de intrare poate fi realizat fără transformator dacă se folosesc patru diode. Circuitul, care este arătat în fig. 6.25, se numeşte redresor dublă alternanţă în punte. Cînd v_s este pozitivă, diodele *1* şi *2* conduc, iar diodele *3* şi *4* sînt blocate. Astfel, borna de sus a rezistorului de sarcină este conectată la borna de sus a sursei, iar tensiunea din sarcină urmăreşte tensiunea de intrare v_s. Pe de altă parte, cînd v_s este negativă, diodele *3* şi *4* conduc, iar diodele *1* şi *2* sînt blocate; borna de sus a sarcinii este conectată la borna de jos a sursei astfel că tensiunea din sarcină urmăreşte pe $-v_s$.

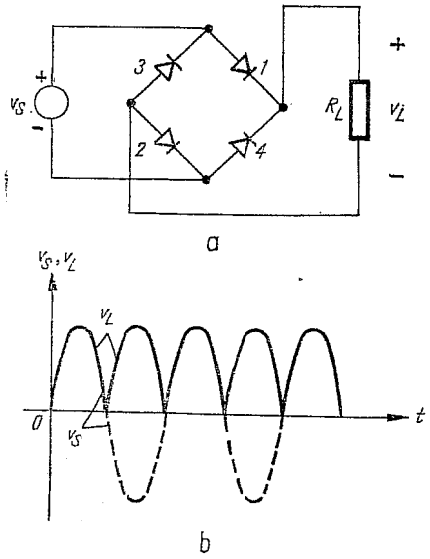


Fig. 6.25. Redresor dublă alternanţă în punte:
a — circuit; *b* — tensiuni de intrare şi ieşire.

6.4.2. Filtrarea ondulaţiilor

Ca surse de curent continuu, toate circuitele de redresare considerate mai sus sînt inadecvate întrucît tensiunea de ieşire prezintă ondulări. Altfel spus, tensiunea din sarcină are o componentă importantă de curent

alternativ suprapusă peste componenta dorită de curent continuu. Formele de undă din fig. 6.21, 6.24 şi 6.25, în care diodele sînt ideale, arată că valoarea vîrf la vîrf a componentei alternative din tensiunea de ieşire este egală cu valoarea de vîrf a tensiunii alternative de intrare.

În aplicaţiile în care se cere curent continuu fără ondulaţii este necesar a modifica circuitul astfel încît componenta de curent alternativ să-şi reducă valoarea. Fig. 6.26,*a* arată un circuit în care este utilizată o

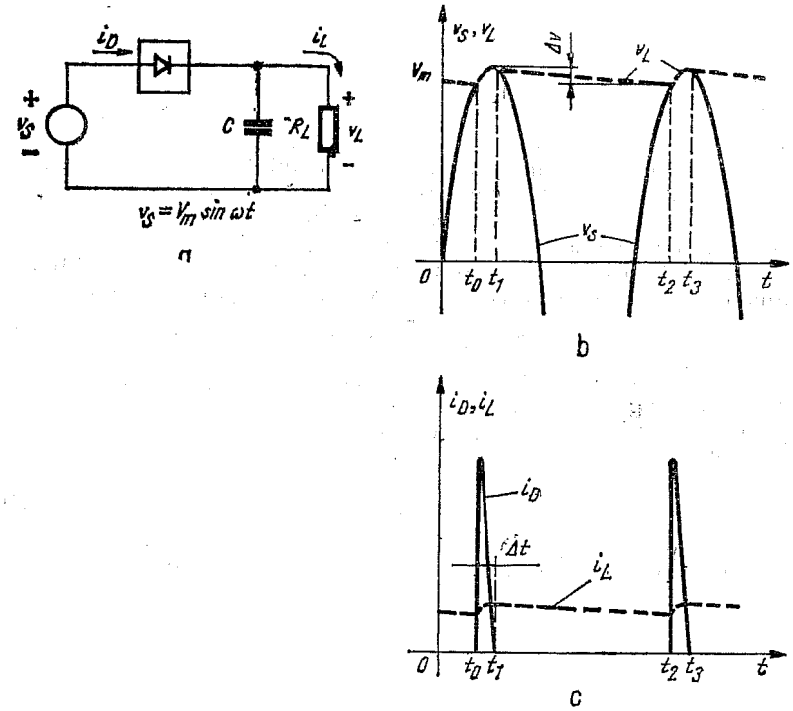


Fig. 6.26. Redresor dublă alternanţă cu filtru capacitiv utilizat pentru filtrarea ondulaţiilor. Se presupune tensiunea de intrare o sinusoidă:
a — circuit; *b* — tensiuni de intrare şi ieşire; *c* — curentul prin diodă şi sarcină.

capacitate pentru a reduce componenta de curent alternativ a tensiunii de ieşire pentru un redresor monoalternanţă. Condensatorul se încarcă către vîrful tensiunii de la intrare V_m prin diodă şi se descarcă pe rezistorul de sarcină în intervalul cît dioda este blocată. Aşa cum se arată în formele de undă din fig. 6.26, *b* şi *c* dioda conduce numai o mică fracţiune dintr-o

jumătate de perioadă. Dioda începe iar să conducă (timpii t_0 şi t_2) cînd tensiunea alternativă crescătoare de la intrare egalează tensiunea descrescătoare exponenţială de la bornele grupului RC şi trece în blocare (timpii t_1 şi t_3) cînd viteza de schimbare a tensiunii de la intrare devine mai negativă decît viteza la care tensiunea din sarcină descreşte ca rezultat al descărcării capacitorului filtrului prin rezistorul de sarcină. Dacă constanta de timp RC care determină căderea tensiunii din sarcină este mare în comparaţie cu perioada tensiunii de la intrare, intervalul de conducţie

$$\Delta t = t_1 - t_0 \tag{6.16a}$$

este mic în comparaţie cu perioada.

Componenta alternativă a tensiunii de ieşire se poate caracteriza în funcţie de amplitudinea *ondulaţiei vîrf la vîrf* Δv, care este definită în fig. 6.26, *b*. Desigur, cu cît sînt mai mici valorile lui Δv cu atît va fi mai mic intervalul de conducţie Δt. Ondulaţia poate fi redusă prin creşterea constantei de timp RC, adică prin scăderea vitezei de descreştere a tensiunii din sarcină şi prin scăderea duratei intervalului de conducţie.

Un calcul aproximativ al amplitudinii ondulaţiei nu este dificil. Se presupune că intervalul de conducţie Δt este neglijabil în comparaţie cu perioada tensiunii de intrare $T = \dfrac{2\pi}{\omega}$. În acest caz, durata căderii exponenţiale a lui v_L este aproximativ egală cu T, iar valoarea lui v_L la începutul intervalului de cădere este aproximativ V_m, valoarea de vîrf a tensiunii alternative de la intrare. Astfel:

$$\Delta v \approx V_m \left(1 - e^{\frac{-T}{R_L C}}\right) \tag{6.16b}$$

sau, întrucît constanta de timp $R_L C$ este mare în comparaţie cu T:

$$\Delta v \approx V_m \frac{T}{R_L C}. \tag{6.16c}$$

În practică, valori mari ale capacităţii sînt adesea cerute pentru reducerea satisfăcătoare a ondulaţiilor. Se consideră, de exemplu, un redresor monoalternanţă cu filtru capacitiv care lucrează la 60 Hz [1]) şi care trebuie să dea o tensiune continuă de ieşire de 12 V la bornele unei sarcini rezistive, şi un curent de 10 mA. Se doreşte ca valoarea ondulaţiilor vîrf la vîrf să fie mai mică decît 0,1% din tensiunea continuă de ieşire, adică 12 mV. Ce capacitate este cerută pentru filtru?

[1]) Valoarea frecvenţei în reţelele americane (NT).

Rezistenţa de sarcină este:

$$R_L = \frac{12\ \text{V}}{10\ \text{mA}} = 1200\ \Omega.$$

Perioada T este:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f} = \frac{1}{60} = 16{,}7\ \text{ms}.$$

Ecuaţia 6.16 ne arată că valoarea constantei de timp trebuie să fie de minim 10^3 ori mai mare decît perioada. Astfel, valoarea minimă a lui C este dată de:

$$R_L\, C = 16{,}7\ \text{s}.$$

sau:

$$C \approx \frac{16{,}7}{1200} = 1{,}4 \cdot 10^{-2}\ \text{F}.$$

De observat că valoarea curentului de vîrf în diodă trebuie să fie de multe ori mai mare decît curentul mediu din rezistenţa de sarcină. Toată sarcina descărcată din condensator în timpul cît dioda este blocată (aproape o jumătate de perioadă) trebuie să fie înlocuită în timpul cît dioda conduce Δt. În cazuri obişnuite, în care ondulaţia este mică se poate face o estimare simplă a amplitudinii curentului de încărcare care trece prin diodă. Se presupune că curentul în diodă este aproximativ constant în intervalul de încărcare Δt şi să îl notăm prin i_{DP}. Întrucît curentul prin sarcină este aproximativ constant toată perioada, condiţia de sarcină cerută mai sus dă:

$$i_{DP}\, \Delta t = I_L T \tag{6.17a}$$

unde I_L reprezintă curentul continuu din sarcină. Astfel:

$$i_{DP} = I_L \frac{T}{\Delta t}. \tag{6.17b}$$

Se estimează intervalul de conducţie Δt observînd că acest interval începe cînd tensiunea sursei de curent alternativ este mai mică decît V_m cu Δv şi se sfîrşeşte (aproximativ) cînd tensiunea sursei atinge V_m. Astfel:

$$\frac{\Delta v}{V_m} = 1 - \cos\omega\Delta t \tag{6.17c}$$

sau, pentru $\omega\Delta t$ foarte mic, astfel încît $\cos \omega\Delta t \approx 1-1/2\ (\omega\Delta t)^2$,

$$\omega\Delta t \approx \sqrt{2\frac{\Delta v}{V_m}}. \tag{6.17d}$$

Astfel, curentul de vîrf prin diodă se aproximează prin:

$$i_{DP} = I_L \frac{2\pi}{\sqrt{2\frac{\Delta v}{V_m}}}. \tag{6.17e}$$

Deci, curentul diodei creşte pe măsură ce valoarea ondulaţiilor relative se reduce, adică la valori mari ale capacităţii.

Pentru exemplul numeric de mai sus, intervalul de conducţie este, din ecuaţia 6.17d:

$$\omega\Delta t = \sqrt{2.10^{-3}} = 4{,}5.10^{-2} \text{ radiani} = 2{,}6°.$$

Curentul de vîrf prin diodă care corespunde curentului prin sarcină de 10mA este, din ecuaţia 6.17b:

$$i_{DP} = 10^{-2}\frac{2\pi}{4{,}5.10^{-2}} = 1{,}4 \text{ A}.$$

Deşi ondulaţiile, intervalul de conducţie, curentul de vîrf al diodei au fost calculate pentru un redresor monoalternanţă, calculele pot fi adaptate pentru circuite dublă alternanţă. Întrucît circuitele dublă alternanţă utilizează două faze ale tensiunii alternative de intrare, tensiunea de ieşire va pulsa de două ori mai repede (pentru aceeaşi frecvenţă de intrare) decît în cazul redresării monoalternanţă. La fel capacitatea filtrului se va încărca de două ori în fiecare perioadă. Deci ecuaţiile 6.16 c şi 6.17 b pot fi adaptate la circuitele dublă alternanţă prin simpla înlocuire a lui T cu $T/2$. La fel factorul 2π din ecuaţia 6.17c va fi înlocuit cu π. Înseamnă că reducerea ondulaţiei la un nivel prescris cere numai jumătate din capacitatea filtrului care ar fi trebuit să fie utilizată (pentru aceeaşi rezistenţă de sarcină) într-un circuit de redresare monoalternanţă. La fel, pentru aceeaşi ondulaţie relativă a tensiunii, curentul de vîrf al diodei este numai jumătate din cel dintr-un circuit monoalternanţă.

Această discuţie a filtrării ondulaţiilor din sursele de alimentare a presupus că diodele pot fi modelate ca elemente ideale liniare pe porţiuni, care nu au cădere de tensiune pe ele. Dacă tensiunea de ieşire continuă

este mai mică decît circa 10 V, căderea de tensiune de la bornele diodelor devine o fracţiune importantă din amplitudinea tensiunii de intrare şi deci nu mai poate fi neglijată. Această cădere de tensiune în sens direct sau tensiune de prag este uşor de calculat în acele circuite în care filtrul prezintă o capacitate de intrare care se încarcă.

Dacă modelăm dioda cu ajutorul unei diode ideale liniare pe porţiuni în serie cu o tensiune fixă, egală în valoare cu tensiunea de prag, analiza circuitului diferă numai prin aceea că tensiunea de vîrf la care se încarcă condensatorul este mai mică decît amplitudinea tensiunii alternative de intrare cu valoarea tensiunii de prag. Astfel, în circuitul din fig. 6.26, amplitudinea tensiunii alternative trebuie să fie mai mare decît tensiunea dorită de ieşire continuă cu tensiunea de prag.

6.4.3. Stabilizarea tensiunii de ieşire

Circuite ca cele considerate care transformă energia curentului alternativ în energie de curent continuu trebuie să lucreze adesea pe diferite sarcini. Adică, curentul continuu din sarcină nu este fix, ci poate varia pe un domeniu destul de larg. Întrucît aceste circuite trebuie, de obicei, să dea o tensiune continuă constantă, este util să urmărim variaţia tensiunii de ieşire produsă de schimbările sarcinii (sau a curentului de ieşire). Această performanţă a sursei de alimentare se descrie prin specificarea *stabilizării* circuitului. Stabilizarea este, prin definiţie, variaţia relativă a tensiunii de ieşire pentru o variaţie a curentului (sau a rezistenţei de sarcină) în anumite limite. În general, cu cît valoarea stabilizării este mai mică, cu atît sursa este mai bună.

Ar trebui notat că, în general, nu este posibilă descrierea dependenţei tensiunii continue de ieşire de curentul continuu din sarcină cu ajutorul unei rezistenţe echivalente Thévenin a sursei. Din cauza naturii neliniare a circuitului de redresare, tensiunea de ieşire nu este, în general, dependentă liniar de curentul de ieşire şi această relaţie nu poate fi modelată cu o reţea liniară. Desigur, este întotdeauna posibil să se liniarizeze caracteristica curent-tensiune pentru curenţii dintr-un anumit domeniu. În acest caz, conceptul rezistenţei echivalente Thévenin a sursei are sens şi este folositor.

Pentru a ilustra aceste idei, se evaluează stabilizarea a două circuite de redresare introduse mai devreme. Se consideră mai întîi circuitul dublă alternanţă fără filtru din fig. 6.24. Se presupune că tensiunile de curent alternativ dezvoltate de transformator scad cînd curentul creşte, şi modelăm această dependenţă prin rezistenţele sursei, aşa cum se arată în fig. 6.27. Aceste rezistenţe ale sursei pot să reprezinte rezistenţa bobinajului transformatorului, rezistenţa diodelor, sau rezistenţa echivalentă a sursei din linia de curent alternativ.

Dependenţa tensiunii de sarcină v_L de curentul din sarcină i_L se determină uşor. Cînd i_L este mic, adică cînd rezistenţa de sarcină R_L este mare, căderea de tensiune pe R_S este neglijabilă şi forma de undă de la ieşire are forma arătată în fig. 6.24, *b*; vîrful tensiunii de ieşire este egal cu amplitudinea V_m a tensiunii alternative de intrare. Cînd i_L creşte, prin căderea lui R_L căderea de tensiune la bornele lui R_S devine importantă şi determină căderea tensiunii de ieşire. Totuşi, întrucît i_L şi v_L sînt

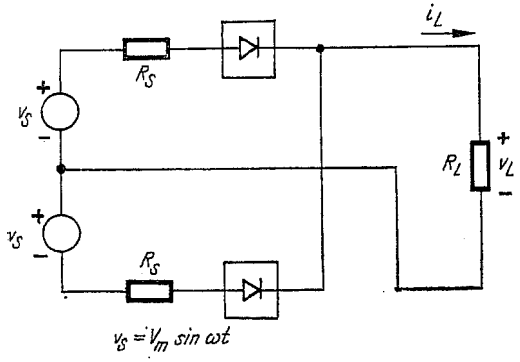


Fig. 6.27. Circuit dublă alternanţă fără filtru folosit pentru calculul rezistenţei sursei.

proporţionale ($v_L = i_L R_L$), diodele îşi vor schimba starea cînd v_S trece prin zero şi, forma de undă a tensiunii de ieşire va fi aceeaşi. Această formă este redusă numai prin factorul $R_L/(R_L + R_S)$ la fel ca circuitul din fig. 6.22. Deci, componentele continue ale tensiunii şi curentului de ieşire sînt, pentru acest circuit, în relaţie liniară. Valoarea corespunzătoare a rezistenţei echivalente Thévenin la bornele de ieşire este R_S. Dacă, de exemplu, se consideră curenţii de ieşire din domeniul de la zero la I_{max}, valoarea corespunzătoare a stabilizării circuitului este:

$$\text{stabilizarea} = \frac{I_{max} R_S}{V_m} \tag{6.18}$$

Ca un al doilea exemplu se consideră circuitul de redresare dublă alternanţă cu filtru, din fig. 6.28, *a*, care diferă de cel din fig. 6.26, *a* numai prin aceea că sursa de curent alternativ cuprinde şi o rezistenţă a sursei, R_s. Se presupune capacitatea filtrului suficient de mare pentru ca valoarea ondulaţiilor vîrf la vîrf a tensiunii de ieşire să fie neglijabilă în comparaţie cu componenta de curent continuu V_L a acelei tensiuni.

Rezistenţa sursei R_s limitează viteza de încărcare a condensatorului prin diodă. Astfel, pe măsură ce curentul de ieşire I_L creşte, tensiunea de

ieşire continuă trebuie să scadă sub V_m, aşa cum se arată în fig. 6.28,*b*, astfel încît intervalul de conducţie al diodei să poată să crească cu o cantitate suficientă pentru a permite înlocuirea sarcinii adiţionale în *C*. Curentul diodei, arătat în fig. 6.28,*c*, este, în intervalul conducţiei curentului:

$$i_D(t) = \frac{v_S(t) - V_L}{R_S} \qquad -t_1 < t < t_1 \tag{6.19}$$

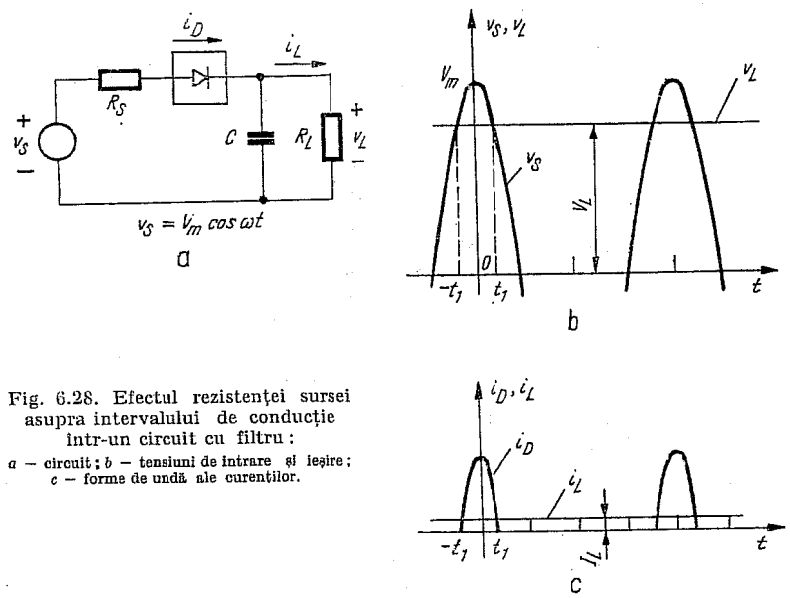


Fig. 6.28. Efectul rezistenţei sursei asupra intervalului de conducţie într-un circuit cu filtru:
a — circuit; *b* — tensiuni de intrare şi ieşire; *c* — forme de undă ale curenţilor.

unde timpii $-t_1$ şi t_1 indică începutul şi sfîrşitul intervalului de conducţie. La aceşti timpi nu există cădere de tensiune pe R_S şi $v_S(t)$ este egală cu V_L. Astfel, t_1 este dat de:

$$V_m \cos \omega t_1 = V_L. \tag{6.20}$$

Se evaluează dependenţa lui V_L de curentul continuu de sarcină I_L considerînd că sarcina electrică cedată de *C* în rezistenţa de sarcină pe o întreagă perioadă trebuie să fie înlocuită de i_D în intervalul de conducţie. Această sarcină este suprafaţa albă din fig. 6.28, *c*. Altfel spus valoarea

medie a lui $i_D(t)$ pe o perioadă trebuie să fie egală cu I_L. Această egalitate a sarcinii impune condiţia

$$\int_{-t_1}^{t_1} i_D(t)\,dt = \frac{2\pi}{\omega} I_L \tag{6.21a}$$

sau, utilizînd ecuaţia 6.19 şi integrînd:

$$\frac{2}{R_S}\left(\frac{V_m \sin \omega t_1}{\omega} - V_L t_1\right) = \frac{2\pi}{\omega} I_L. \tag{6.21b}$$

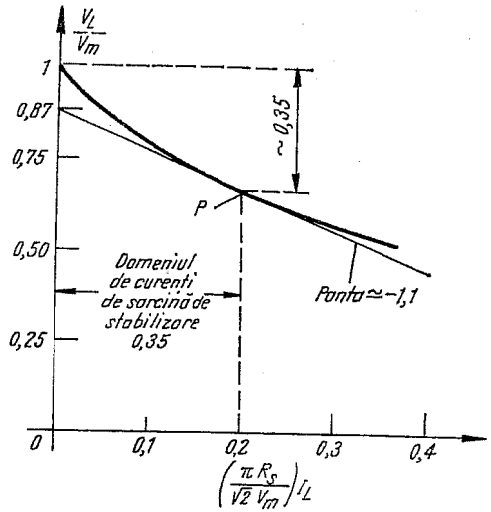


Fig. 6.29. Caracteristica neliniară de ieşire a redresorului $V - I$.

Pentru a găsi dependenţa lui V_L de I_L se elimină t_1 între ecuaţiile 6.20 şi 6.21b. Întrucît intervalul de conducţie este de obicei scurt se presupune $\sin \omega t_1 \approx \omega t_1$ şi $\cos \omega t_1 \approx 1 - 1/2\,(\omega t_1)^2$.

Cu această aproximaţie, se obţine după cîteva calcule (v. Problema P 6.13):

$$\frac{V_L}{V_m} = 1 - \left(\frac{\pi I_L R_S}{\sqrt{2}\,V_m}\right)^{2/3}. \tag{6.22}$$

Această relaţie, trasată în fig. 6.29 poate fi utilizată pentru a evalua stabilizarea pentru orice domeniu permis de variaţie a curentului de sarcină. Dacă, de exemplu, curentul de sarcină variază între 0 şi 0,2 ($\sqrt{2}\,V_m/\pi R_S$) aşa cum se arată în diagramă, stabilizarea are valoarea de circa 0,35 aşa cum este indicată în fig. 6.29.

Curba din fig. 6.29 arată că caracteristica $I-V$ a acestei surse de alimentare poate fi aproximată printr-un model liniar pe un domeniu destul de larg al curentului de sarcină. Se consideră, de exemplu, curenţii de sarcină care variază în jurul punctului P. Panta curbei în acest punct este aproximativ $-1{,}1$. Astfel, pentru variaţia curentului în jurul punctului P se poate scrie:

$$\frac{\Delta V_L}{V_m} \approx -1,1\,\frac{\pi R_S}{\sqrt{2}\,V_m} I_L \tag{6.23a}$$

astfel încît rezistenţa echivalentă Thévenin de semnal mic al sursei în jurul punctului P este:

$$R_{eq} = \frac{\Delta V_L}{I_L} \approx 1,1\,\frac{\pi}{\sqrt{2}} R_S. \tag{6.23b}$$

Tangenta la curbă în punctul P intersectează axa de zero a curentului la $\frac{V_L}{V_m} \approx 0{,}87$. Astfel schema echivalentă Thévenin a sursei are valorile indicate în fig. 6.30,*a*. Este clar că acest model liniar se poate aplica raţional numai pentru curentul de sarcină care diferă de curentul din P pînă la un factor de 2.

Deşi această evaluare a stabilizării unei surse filtrate se aplică numai circuitului din fig. 6.28,*a*, punctul de vedere folosit, numit şi condiţia

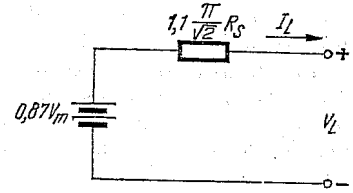


Fig. 6.30. Aproximaţie liniară echivalentă Thévenin pentru caracteristica $I - V$ a circuitului din fig. 6.28, valabilă pentru curenţi în jurul lui $0{,}2\sqrt{2}\,V_m/\pi R_S$

de balansare a sarcinii din ecuaţia 6.21 a poate fi adaptat la fel de bine şi altor circuite.

6.5. DIODE SEMICONDUCTOARE SPECIALE

6.5.1. Diode cu străpungere[1)]

Concluziile noastre asupra electronicii fizice a diodei semiconductoare şi a circuitelor echivalente cu diode au fost bazate pe observaţia că curentul invers al diodei este mic şi independent de tensiunea inversă. De fapt, această condiţie nu este valabilă dacă tensiunea inversă este suficient de mare. Toate diodele cu joncţiuni prezintă o regiune în polarizare inversă în care pot să curgă curenţi mari dacă tensiunea inversă depăşeşte valoarea numită *tensiune inversă de străpungere*. Tensiunea de străpungere variază la diferite diode uzuale de la cîţiva volţi la cîteva sute de volţi. Forma generală a caracteristicii diodei în această regiune este arătată în fig. 6.31 care, de asemenea, arată simbolul de circuit utilizat pentru diodele cu străpungere. Tensiunea inversă de străpungere este notată cu V_B.

Străpungerea inversă în diodele cu joncţiuni *pn* se poate datora unuia din următoarele două mecanisme; amîndouă se bazează pe faptul că cîmpul electric din regiunea de sarcină spaţială creşte atunci cînd tensiunea inversă creşte.

Unul din mecanismele care produc străpungerea în joncţiunile *pn* este *multiplicarea în avalanşă*. Purtătorii ce constituie curentul normal invers al unei joncţiuni trec prin regiunea de sarcină spaţială din regiunile unde ei sînt minoritari către regiunile unde sînt majoritari. Astfel, ei micşorează bariera de potenţial la joncţiune şi sînt accelerați între ciocniri de către cîmp. Dacă cîmpul este suficient de puternic (în jurul a $2 \cdot 10^5$ V/cm) energia pe care aceşti purtători o primesc de la cîmp între ciocniri este suficientă ca să producă o pereche electron-gol cînd energia trece la cristal în timpul ciocnirii. Astfel, un singur purtător poate produce o altă pereche de purtători care la rîndul lor măresc curentul invers. Aceşti *purtători secundari* pot produce alte perechi de *purtători terţiari* — prin ciocnirea lor cu reţeaua. În acest mod, curentul invers se multiplică şi poate deveni destul de mare. Probabilitatea ca un purtător să producă o pereche secundară într-o ciocnire este puternic dependentă de cîmpul electric. Această dependenţă explică creşterea rapidă a curentului invers pentru tensiuni inverse mai mari decît tensiunea de străpungere V_B, aşa cum se arată în fig. 6.31.

Cel de al doilea mecanism al străpungerii joncţiunii este numit *efectul Zener*. Dacă cîmpul electric din regiunea de sarcină spaţială este suficient de puternic (în jurul lui $5 \cdot 10^5$V/cm) forţa pe care el o exercită asupra electronilor de valenţă este suficientă pentru a scoate pe unii dintre aceştia din benzile de valenţă, creînd deci perechi de electron — gol care să contribuie la curentul invers. Nu există efect de multiplicare în acest mecanism; perechile sînt produse direct de cîmp şi nu prin acţiunea unui purtător primar.

[1)] În literatura de specialitate, aceste diode se întîlnesc mai ales sub denumirea de diode Zener (*NT*).

Diodele de siliciu care sînt relativ uşor dopate au tensiuni de străpungere în domeniul zecilor sau sutelor de volţi. În astfel de diode curentul de străpungere este produs de multiplicarea în avalanşă. Diodele mai puternic dopate au tensiuni de străpungere mai joase; regiunea de sarcină spaţială este mai subţire şi cîmpul electric este mai mare pentru aceeaşi tensiune aplicată, iar multiplicarea în avalanşă apare la tensiuni mai joase.

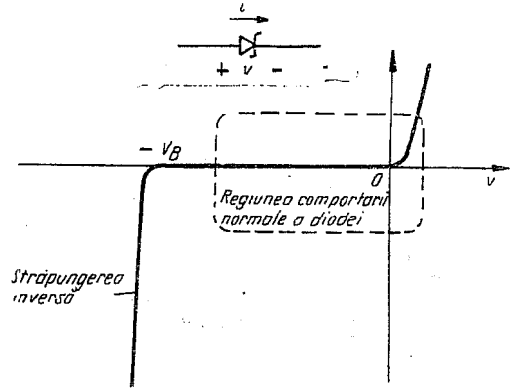


Fig. 6.31. Străpungerea inversă într-o diodă.

Diodele care sînt foarte puternic dopate au tensiunea de străpungere în jurul lui 1—2 V. În astfel de diode curentul de străpungere este produs prin mecanismul Zener; cîmpul electric este foarte puternic şi regiunea de sarcină spaţială atît de îngustă încît purtătorii au prea puţin timp în această regiune pentru a produce un număr semnificativ de perechi secundare de purtători.

Diodele care se străpung la tensiuni inverse în domeniul 6—8 V prezintă amîndouă tipurile de mecanisme. De observat că, deşi multiplicarea în avalanşă şi efectul Zener sînt numite *fenomene de străpungere* nici unul nu este, în sine, destructiv sau ireversibil. Cînd tensiunea inversă este redusă sub nivelul critic, mecanismul de străpungere dispare, iar joncţiunea se comportă din nou normal. Desigur, curenţi mari şi tensiuni înalte asociaţi străpungerii inverse pot uşor determina o supraîncălzire a joncţiunii şi aceasta duce la distrugerea ireversibilă a diodei datorită temperaturilor excesiv de înalte.

Comportarea diodei cu străpungere este uşor de modelat prin utilizarea metodelor de liniarizare pe porţiuni. Un model simplu este arătat în fig. 6.32, *a*. Dioda *1* împreună cu sursa V_0 modelează comportarea în conducţie directă şi în conducţie inversă normală; tensiunea de prag V_0 este, de obicei, de ordinul a cîtorva zecimi de volt. Dioda *2* împreună cu

sursa V_B şi rezistorul R corespund regiunii de străpungere. Această diodă nu conduce pînă cînd v nu atinge $-V_B$. Valori mai mari ale tensiunii inverse polarizează în sens direct această diodă. Rezistorul R poate varia de la cîţiva ohmi la cîteva sute de ohmi. Dacă circuitul este astfel proiectat încît dioda de străpungere nu se polarizează niciodată direct, poate fi utilizat modelul din fig. 6.32,*b*.

Diodele cu străpungere pot fi utilizate ca simple stabilizatoare de tensiune pentru surse. Aşa cum s-a văzut în paragraful precedent, tensiunea

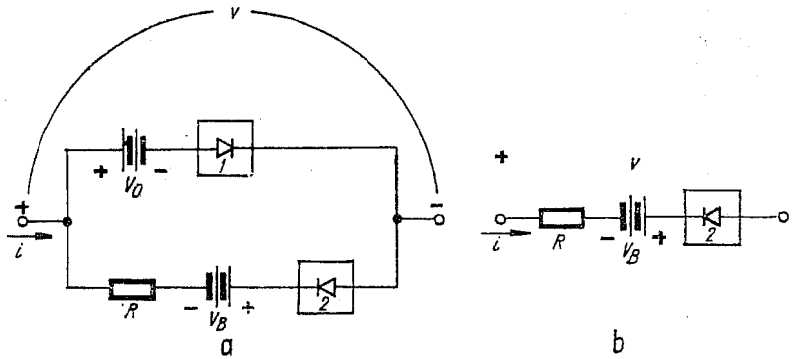


Fig. 6.32. Modele liniare pe porţiuni pentru diode de străpungere:
a – model care include polarizarea directă diodei; *b* – model care se aplică numai la polarizări inverse.

de ieşire continuă a unui redresor scade cînd curentul din sarcină creşte. Această dependenţă poate fi redusă prin utilizarea unei diode de străpungere, aşa cum se arată în fig. 6.33,*a*. În acest circuit sursa de alimentare este reprezentată prin schema echivalentă Thévenin de V_E şi R_E. Stabilizatorul constă din dioda cu străpungere şi rezistorul serie R_1. Un model

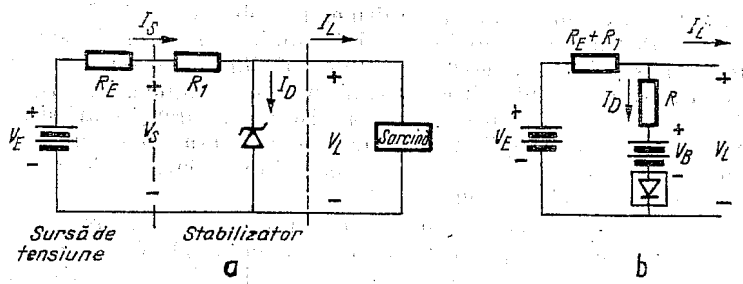


Fig. 6.33. Diodă de străpungere utilizată ca stabilizator de tensiune:
a – circuit; *b* – model liniar pe porţiuni.

liniar pe porţiuni pentru acest circuit este arătat în fig. 6.33, *b*; rezistorul R reprezintă rezistenţa de semnal mic a diodei în regiunea de străpungere. Stabilizarea acestui circuit este îmbunătăţită prin dioda cu străpungere întrucît rezistenţa echivalentă Thévenin de ieşire se reduce de la R_E (fără stabilizator) la $(R_E + R_1) \parallel R$. Rezistorul serie R_1 are rolul de a limita curentul maxim prin diodă la o valoare sigură de funcţionare. Curentul maxim prin diodă apare cînd curentul de sarcină I_L este zero. Curentul prin diodă (presupunînd R mic în comparaţie cu $R_E + R_1$) este aproximativ:

$$(I_D)_{max} = \frac{V_E - V_B}{R_E + R_1}, \tag{6.24}$$

Valoarea lui R_1 este aleasă astfel ca $I_{D_{max}}$ să fie mai mic decît curentul admisibil prin diodă (care este determinat de puterea disipată pe diodă). Pe măsură ce curentul de sarcină creşte, curentul prin diodă scade. Curentul I_s, produs de sursă, şi tensiunea de la bornele sarcinii V_L sînt constante. Cînd curentul din sarcină atinge valoarea dată de ecuaţia 6.24, curentul prin diodă tinde la zero şi tensiunea de la bornele sarcinii începe să scadă. Deci punctul

$$(I_L)_{max} = \frac{V_E - V_B}{R_E + R_1} = (I_D)_{max} \tag{6.25}$$

marchează marginea domeniului de stabilizare.

Stabilizarea acestui circuit nu este perfectă pentru curenţi mai mici decît limita dată de ecuaţia 6.25, pentru că tensiunea la bornele diodei cu străpungere nu este riguros fixă, ci creşte uşor cînd creşte curentul prin diodă (fig. 6.31). Acest efect a fost modelat prin rezistorul R, în fig. 6.33, *b*. Este limpede că dioda din acest model este la punctul său de străpungere cînd curentul prin sarcină are valoarea dată de ecuaţia 6.25. Pentru curenţi de sarcină mai mici, dioda conduce şi tensiunea de ieşire este, prin superpoziţie:

$$V_L = V_E \frac{R}{R + R_E + R_1} + V_B \frac{R_E + R_1}{R + R_E + R_1} -$$

$$- I_L[R \parallel (R_E + R_1)] \text{ pentru } I_L < (I_L)_{max}. \tag{6.26a}$$

Pe de altă parte, cînd curentul de sarcină este mai mare decît $(I_L)_{max}$ dioda este blocată şi

$$V_L = V_E - I_L(R_E + R_1). \tag{6.26b}$$

Aceste caracteristici $V-I$ sînt trasate în fig. 6.34. Pentru comparaţie este trasată şi caracteristica $V-I$ a sursei fără stabilizator. Întrucît rezistenţa R a diodei cu străpungere este de obicei foarte mică în comparaţie cu R_E şi $R_E + R_1$, stabilizarea este evident îmbunătăţită.

Diodele cu străpungere sînt de asemenea folosite ca limitatoare şi pentru stabilizarea tensiunii de referinţă. În această privinţă, circuitul din fig. 6.33, *a* serveşte pentru a stabiliza nivelul lui V_L foarte apropiat de V_B cînd variază I_L şi V_E.

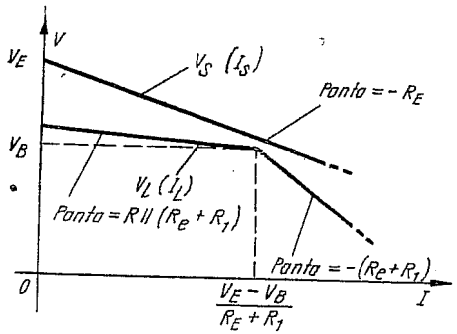


Fig. 6.34. Caracteristica de ieşire $V - I$ pentru circuitul din fig. 6.37.

6.5.2 Diode tunel

În joncţiuni foarte puternic dopate, efectul Zener poate să apară la tensiuni inverse foarte mici. El poate să apară chiar la polarizarea zero. O diodă la care apare străpungerea prin efect Zener la tensiune zero va suporta curenţi inverşi mari la o tensiune inversă (care face cîmpul şi

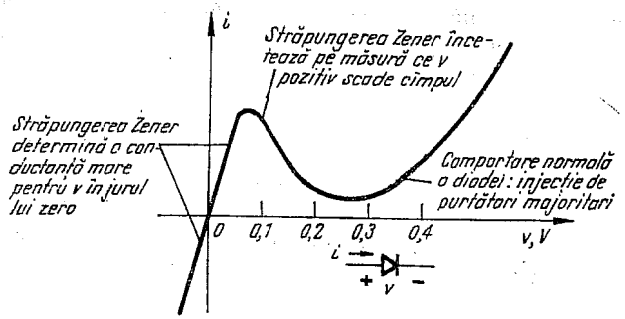


Fig. 6.35. Caracteristica diodei tunel.

mai mare) şi va reveni treptat la comportarea normală cînd tensiunea devine pozitivă (se reduce cîmpul electric). O tensiune în sens direct de una sau două zecimi de volt poate fi suficientă pentru a elimina mecanismul de străpungere Zener şi de a reduce curentul prin joncţiune. Creşterea mai departe a tensiunii directe produce injecţia purtătorilor minoritari, deci curentul creşte din nou.

Caracteristica $I-V$ care descrie această comportare este arătată în fig. 6.35. Asemenea dispozitive se numesc *diode tunel*. Numele vine din explicaţia în mecanica cuantică a mecanismului de străpungere Zener. Diodele tunel sînt folositoare ca componente de circuit întrucît prezintă o regiune de conductanţă *negativă*, adică un domeniu în care caracteristica $I-V$ are panta negaivă.

BIBLIOGRAFIE

[6.1] L. B. Arguimbau and R. B. Adler. *Vacuum Tube Circuits and Transistors*. Wiley New York, 1956.

[6.2] C. L. Alley and K. W. Atwood. *Electronic Engineering*. Wiley, New York, 1966.

[6.3] J. H. Zimmermann and S. J. Mason. *Electronic Circuit Theory*. Wiley, New York, 1959.

PROBLEME

P 6.1 Dioda a cărei caracteristică $V-I$ este arătată în fig. 6.11 este utilizată în limitatorul cu două diode din fig. 6.14. Utilizînd metode grafice, să se determine, să se traseze şi să se dimensioneze v_2 în funcţie de v_1 în domeniul $-5\text{V} < v_1 < 5$ V. Se dă: $R_S = 100\ \Omega$.

P 6.2 Diodele din circuitele din fig. 6.36 sînt toate diode ideale, liniare pe porţiuni. Să se evalueze, să se traseze şi să se dimensioneze pentru fiecare circuit punctul de comandă, sau caracteristicile de transfer indicate.

P 6.3 Operaţia logică a circuitelor poartă din fig. 6.9 poate fi descrisă printr-o tabelă de adevăr, sau tabelă de combinaţii în care sînt reprezentate toate combinaţiile posibile de intrare cu stările corespunzătoare de ieşire.

Se presupune că tensiunile de intrare sînt cuantizate în două domenii înguste, ca în fig. 6.10 şi că se utilizează logica pozitivă, adică domeniul mai pozitiv de tensiune corespunde stării **1**, iar celălalt — stării **0**.

O tabelă care cuprinde cele 16 combinaţii posibile ale stărilor pentru cele patru intrări este dată mai jos. Să se adauge două coloane de 1 şi 0 care să descrie stările corespunzătoare ale tensiunilor de ieşire ale acestor două circuite.

P 6.4 Considerînd din nou circuitele din fig. 6.9, să se construiască tabelele de adevăr în cazul în care se utilizează logica negativă. Care din aceste circuite poate descrie, în această reprezentare, o poartă ŞI? Care poate descrie o poartă SAU? Să se compare cu situaţia din logica pozitivă.

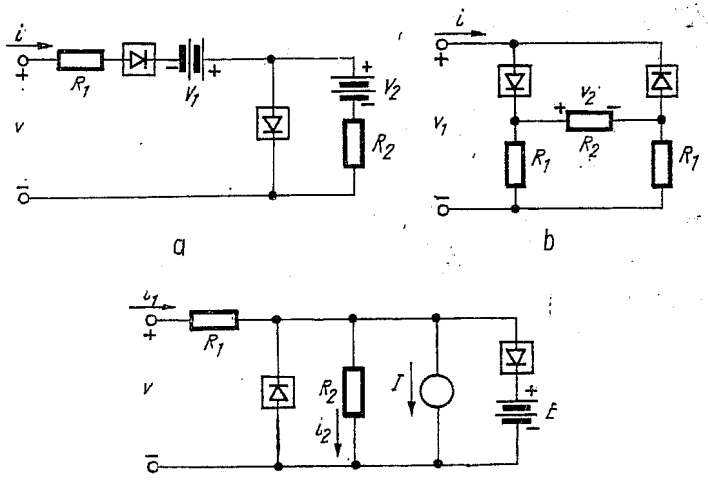


Fig. 6.36. Reţele cu diode:
$a-v$ (i); $b-i(v_1)$, v_2 (v_1) ; $c-v$ (i_1), i_2 (i_1).

VARIABILA DE INTRARE				VARIABILA DE IEŞIRE	
	2	3	4	Circuitul din fig. 6.9, *a*	Circuitul din fig. 6.9, *b*
0	0	0	0		
0	0	0	1		
0	0	1	0		
0	0	1	1		
0	1	0	0		
0	1	0	1		
0	1	1	0		
0	1	1	1		
1	0	0	0		
1	0	0	1		
1	0	1	0		
1	0	1	1		
1	1	0	0		
1	1	0	1		
1	1	1	0		
1	1	1	1		

P 6.5 În alegerea unui model pentru reprezentarea caracteristicii unui dispozitiv, este de obicei esenţial a specifica condiţiile de lucru în care se aplică modelul. Această problemă foloseşte o diodă semiconductoare pentru a ilustra aceasta. Se consideră o diodă a cărei caracteristică statică este descrisă de ecuaţia:

$$I = I_s(e^{\frac{qV}{kT}} - 1); \quad I_s = 10^{-11} \text{ A}.$$

Această valoare pentru I_s este tipică pentru diodele cu siliciu. Fie $kT/q = 25$ mV:

a. Să se traseze în trei diagrame separate în coordonate liniare, curbele $V-I$ ale acestei diode cu scările alese astfel ca să reprezinte următoarele trei domenii de curenţi:

1) $1 < I < 10\ \mu A$;

2) $1 < I < 10$ mA;

3) $100 < I < 1000$ mA.

Noi dorim să aproximăm caracteristica $V-I$ a acestui dispozitiv cu modelul liniar pe porţiuni din fig. 6.12, *b*.

b. Utilizînd graficele de la punctul *a* să se găsească valori raţionale ale lui V_O pentru acest model pentru cele trei domenii de curent.

c. Să se găsească G pentru cele trei domenii prin calcularea lui dI/dV din ecuaţia exponenţială a diodei şi să se calculeze această pantă pentru un curent în mijlocul fiecărui domeniu.

d. Să se utilizeze graficele de la punctul *a* pentru a estima valori ale lui G în fiecare din domeniile de curent prin legarea punctelor limită ale domeniului. Să se compare aceste valori ale lui G cu cele determinate la punctul *c*.

e. Ce se poate spune despre dependenţa lui V_O şi a lui G de domeniul de lucru pentru care este destinat modelul?

P 6.6 Capacitatea de semnal mic de sarcină spaţială a unei diode este dependentă de tensiunea continuă de la bornele joncţiunii. Pentru o joncţiune abruptă dependenţa este de forma:

$$C_j(V) = \frac{C_O \psi_0^{1/2}}{(\psi_0 - V)^{1/2}}$$

unde C_O este o constantă şi ψ_0 este potenţialul de contact (înălţimea barierei de potenţial de echilibru). Un model pentru o diodă invers polarizată care are un curent de saturaţie neglijabil este arătat în fig. 6.37, *a*. Dependenţa capacităţii de semnal mic de tensiune a unei diode invers polarizate este adesea utilizată într-un circuit rezonant a cărui frecvenţă de rezonanţă poate fi comandată prin tensiune. De exemplu, impedanţa Z a circuitului arătat în fig. 6.37,*b* are rezonanţa la o frecvenţă care poate fi schimbată prin variaţia lui V. Condensatorul de blocare C este suficient de mare pentru ca să fie un scurtcircuit la frecvenţa semnalului. Rezistorul R este suficient de mic pentru ca tensiunea continul pe diodă să fie V (invers polarizată).

a. Să se reprezinte dioda invers polarizată printr-o capacitate C_j şi să se calculeze frecvenţa de rezonanţă (frecvenţa la care $|Z|$ să fie maximă) şi lărgimea de bandă de înjumătăţire a puterii în impedanţă. Să se exprime rezultatele în funcţie de R, L, C_j.

b. Este de dorit să variem frecvenţa de rezonanţă pe un domeniu de o octavă prin schimbarea lui V, care să fie negativă şi să fie în domeniul

$$V_{max} > |V| > 2\ \text{V}.$$

Să se specifice V_{max} astfel ca frecvenţa de rezonanţă să varieze pe o octavă. Fie $\psi_0 = 1$ V. Se presupune că frecvenţa de rezonanţă este mult mai mare decît lărgimea de bandă de înjumătăţire a puterii.

c. Fie $C_Q = 20$ pF. Să se specifice R şi L astfel ca cea mai mică frecvenţă de rezonanţă să fie 10 MHz, iar impedanţa de rezonanţă să fie de 10 kΩ. Care este lărgimea de bandă a înjumătăţirii puterii la capetele domeniului de variaţie a frecvenţei de rezonanţă?

d. Să se estimeze cea mai mare valoare a tensiunii de semnal care să fie aplicată la bornele aa' la care modelul de capacitate liniară pentru dioda invers polarizată să fie încă utilizabil. Diodele utilizate în acest scop de numesc *varactoare.*

Răspuns. $V_{max} = 47$V; $L = 22$ μH.

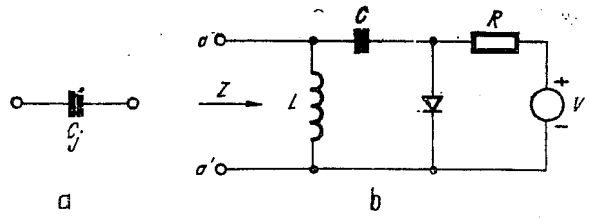


Fig. 6.37. Circuit cu varactor:
a — model de semnal mic al diodei; *b* — circuit rezonant.

P. 6.7 Circuitul atenuator variabil este arătat în fig. 6.38,*a*. Condensatoarele C_1 care cuplează semnalul de intrare şi blochează componenta continuă la ieşire, sînt suficient de mari pentru a fi scurtcircuitate la frecvenţa de lucru. Dioda este caracterizată de ecuaţia:

$$i = I_S(e^{\frac{qV}{kT}} - 1).$$

Dacă tensiunea de intrare a semnalului v_i este suficient de mică dioda se comportă liniar astfel că v_0 este o funcţie liniară omogenă de v_i. Rezistenţa de semnal mic a diodei depinde de punctul de funcţionare, determinat de curentul continuu I_Q. Dacă I_Q se schimbă, punctul de funcţionare se deplasează, rezistenţa se schimbă şi deasemenea şi factorul de transfer v_O/v_i. Întrucît acest factor este controlat de I_Q, circuitul funcţionează ca un atenuator variabil controlat electric.

a. Să se arate că comportarea *de semnal mic* a circuitului poate fi reprezentată de circuitul din figura 6.38, *b*.

b. Să se calculeze şi să se traseze v_O/v_i ca o funcţie de I_Q pentru I_Q în domeniul 0,1 mA$<$ $< I_Q <$ 10 mA. Fie $kT/q = 25$ mV şi $R = 100$ Ω.

c. Să se estimeze valoarea maximă a lui $|v_i|$ pentru care circuitul să fie liniar pentru toate valorile lui I_Q din domeniul specificat în *b*.

P 6.8 Atenuatorul descris în problema 6.7 are dezavantajul că rezistorul văzut la intrarea în atenuator variază cînd se schimbă I_Q. Să se deducă un circuit care are impedanţa de intrare constantă, dar prezintă o *conductanţă de transfer* variabilă i_O/v_i, cînd lucrează în scurtcircuit (*Indicaţie*: să se utilizeze două diode şi să ţină se seama că se doreşte o conductanţă variabilă de transfer în scurtcircuit şi nu un raport de transfer variabil de tensiune în gol).

P. 6.9 Poarta echilibrată cu diode arătată în fig. 6.19 lucrează aşa cum se descrie în text numai dacă semnalul v_S este într-un anumit domeniu limitat. Această problemă se ocupă de factorii care determină domeniul permis. Presupunem:

$$R_S = 1\text{k}\Omega,\ R_G = 5\text{k}\Omega,\ v_G = \begin{cases} +V \\ \text{sau} \\ -V \end{cases} \quad \text{unde } V = 10 \text{ V}.$$

şi diodele reprezentate prin modelele ideale liniare pe porţiuni.

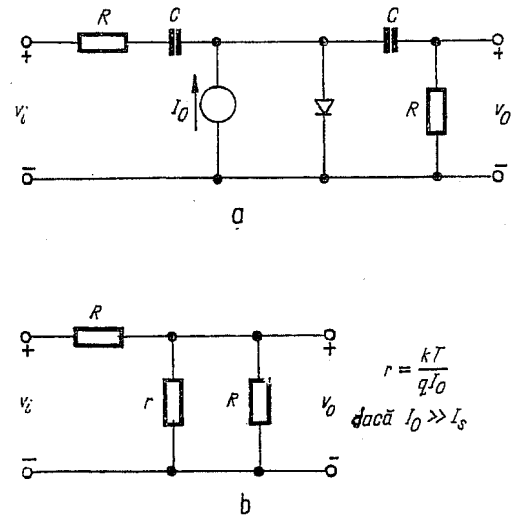


Fig. 6.38. Atenuator cu diode:
a — circuit cu atenuare variabilă; *b* — model de semnal mic.

a. Cînd $v_G = +V$, diodele trebuie să *conducă*. Să se determine valoarea maximă a lui $|v_S|$ pentru care nici o diodă nu este invers polarizată.

b. Cînd $v_G = -V$, diodele trebuie să fie *blocate*. Să se determine valoarea maximă a lui $|v_S|$ pentru care nici o diodă să nu fie direct polarizată.

P. 6.10 Această problemă se ocupă de un redresor monoalternanţă fără filtru în care tensiunile de la ieşire sînt prea mici pentru ca să nu conteze căderea de tensiune pe dioda în conducţie. Circuitul este atătat în fig. 6.21,*a*. (Formele de undă din *b* nu se aplică). Se presupune că dioda este modelată prin circuitul din fig. 6.12, *b* şi că $v_S(t) = V_m \sin \omega t$.

a. Să se deducă expresiile care leagă pe V_m, V_Q şi ω în momentele cînd diodele îşi schimbă starea din blocare în conducţie şi invers.

b. Să se traseze forma de undă de la ieşire $v_L(t)$ (cu valori).

c. Să se deducă o expresie pentru componenta continuă a tensiunii de ieşire.

d. Fie $R_L = 10$ Ω, rezistenţa în conducţie a diodei $R = 1/G = 2$ Ω şi $V_Q = 0{,}5$ V. Care trebuie să fie amplitudinea V_m a tensiunii alternative de intrare dacă tensiunea continuă de ieşire trebuie să fie 4 V? Care este vîrful corespunzător al tensiunii de ieşire? Care este valoarea componentei de curent continuu de sarcină?

P. 6.11 Circuitul din figura 6.26,*a* este utilizat pentru a produce o tensiune continuă de 10 V la bornele rezistenţei de sarcină de 1000 Ω. Capacitatea filtrului are valoarea de 500 μF.

a. Care este valoarea vîrf la vîrf a ondulaţiilor?

b. Care este unghiul de conducţie al diodei?

c. Care este curentul mediu prin diodă?

d. Să se estimeze valoarea maximă a curentului prin diodă.

e. Care trebuie să fie amplitudinea tensiunii alternative de intrare?

f. Să se repete punctul *e* în care dioda prezintă o cădere de tensiune (presupusă fixă) de 0,8 V.

P. 6.12 Redresorul în punte dublă alternanţă arătat în fig. 6.39 este utilizat pentru a da o tensiune continuă de 40 V la bornele unei rezistenţe neliniare care cere un curent constant de 25 mA. Valoarea relativă a ondulaţiilor este mică, iar diodele se presupun ideale.

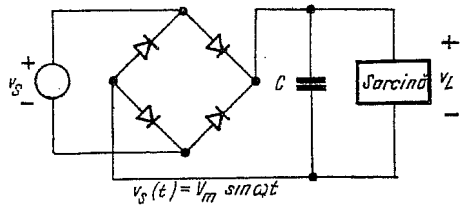


Fig. 6.39. Redresor în punte cu filtru.

a. Care trebuie să fie valoarea lui V_m?

b. Ce valoare trebuie să aibă C dacă valoarea relativă a ondulaţiilor este 1%?

P. 6.13 Această problemă se ocupă de estimarea stabilizării circuitului din fig. 6.26, *a*.

a. Să se verifice ecuaţia 6.21 b.

b. Să se dezvolte funcţiile trigonometrice din ecuaţiile 6.20 şi 6.21 b în jurul lui $\omega t_1 = 0$, reţinînd numai termenii pînă în $(\omega t_1)^2$; să se arate că rezultatele se pot scrie:

$$\frac{V_m}{R}\left(1 - \frac{V_L}{C_m}\right)\omega t_1 = \pi I_L$$

şi

$$\frac{V_L}{V_m} = 1 - 1/2\,(\omega t_1)^2.$$

c. Să se verifice ecuaţia 6.22 eliminînd ωt_1 între ecuaţiile obţinute în *b*.

d. Să se deducă prin diferenţierea ecuaţiei 6.24 expresiile pentru sursa echivalentă Thévenin (tensiune şi rezistenţă) în domeniul din jurul punctului $I_L = I_{LP}$.

e. Care este cea mai mare valoare a lui I_L pentru care se poate încă utiliza rezultatul dat de ecuaţia 6.26, adică pentru care aproximaţiile din expresiile reţinute din *b* rămîn valabile?

CAPITOLUL 7

TRANZISTOARE BIPOLARE CU JONCŢIUNI

CAPITOLUL 7

TRANZISTOARE BIPOLARE CU JONCȚIUNI

7.1. Tranzistoarele cu joncțiuni ca ventile de comandă

7.2. Funcționarea tranzistorului bipolar

7.2.1. Comportarea fizică internă
7.2.2. Simbolurile de circuit pentru tranzistoare și variabilele de borne
7.2.3. Tranzistorul ca ventil de comandă

7.3. Circuite echivalente pentru funcționarea în regiunea activă la viteze mici

7.3.1. Curenții la borne în regiunea activă
7.3.2. Generatoare controlate și circuite echivalente
7.3.3. Circuite echivalente care includ curentul de saturație al joncțiunii colectorului
7.3.4. Limite ale regiunii active
7.3.5. Circuite echivalente pentru tranzistoare *npn*

7.4. Exemple de analiză a circuitelor cu tranzistoare

7.4.1. Un amplificator cu emitorul comun
7.4.2. Un amplificator echilibrat de curent continuu
7.4.3. Un stabilizator de tensiune

7.5. Funcționarea tranzistorului la valori extreme ale tensiunii de colector

7.5.1. Variația grosimii bazei
7.5.2. Multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului

Bibliografie
Probleme

7

Tranzistoare bipolare cu joncțiuni

7.1 TRANZISTOARELE CU JONCȚIUNI CA VENTILE DE COMANDĂ

Tranzistoarele cu joncțiuni reprezintă clasa cea mai larg folosită de ventile electronice de comandă sau modulatoare de putere. Există două tipuri mari de tranzistoare cu joncțiuni : tranzistoare *unipolare* și *bipolare*. Tranzistoarelor unipolare le vor fi dedicate cap. 9 și 10, aici și în cap. 8 ocupîndu-ne numai de tranzistoarele bipolare cu joncțiuni.

În fig.7.1 este arătată o structură de tranzistor *bipolar* cu joncțiuni. Acest tranzistor conține două joncțiuni *pn*, care, în cazul ilustrat, delimitează o singură regiune subțire de tip *n*. Din acest punct de vedere dispozitivul este ca un „sandviș", alcătuit dintr-un singur strat de tip *n* cuprins între două straturi de tip *p* ; acest dispozitiv este desemnat în general ca tranzistor *pnp*. Tranzistoarele cu o dopare complementară sînt de asemenea larg folosite : ele se numesc tranzistoare *npn*.

După cum se indică în fig. 7.1, un tranzistor bipolar are două joncțiuni *pn*. Regiunea semiconductorului care este comună acestor joncțiuni este numită *bază*. Celelalte două regiuni se numesc *emitor* și *colector*. Deși aceste două regiuni au același tip de conductivitate, ele au în mod uzual proprietăți fizice și electrice diferite, după cum au și mărimea destul de diferită așa cum se vede în schiță. Joncțiunea cuprinsă între emitor și bază este numită *joncțiunea emitorului* ; cealaltă este numită *joncțiunea colectorului*.

În linii mari, funcționarea tranzistorului bipolar ca ventil de comandă poate fi înțeleasă pe baza curgerii purtătorilor minoritari prin regiunea subțire a bazei. Cînd joncțiunea emitorului este polarizată direct, golurile sînt injectate din emitor, unde acestea sînt purtătorii majoritari, în regiunea bazei, unde sînt în minoritate, exact ca la o diodă polarizată direct. Cei

mai mulți dintre acești purtători injectați difuzează prin bază și ajung la regiunea de sarcină spațială a colectorului. Numărul purtătorilor care dispar în bază prin recombinare cu electronii majoritari este mic. Golurile sînt antrenate în colector de cîmpul electric existent în regiunea de sarcină spațială a colectorului. Întrucît în funcționare normală joncțiunea colectorului este polarizată invers, aici nu apare difuzie și curentul de colector este determinat de golurile „colectate". Dispozitivul poate fi folosit ca ventil

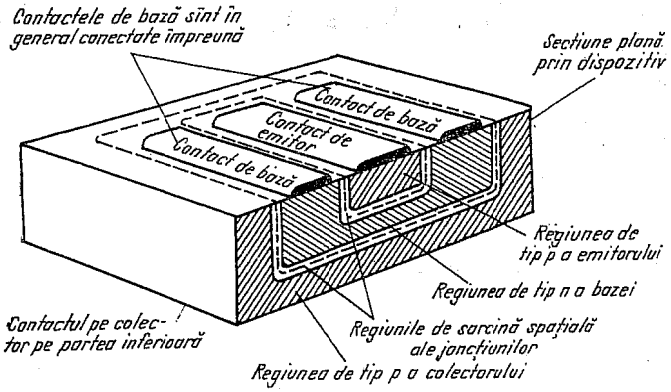


Fig. 7.1. Structura de bază a unui tranzistor bipolar cu joncțiuni (desenul nu este la scară).

controlat deoarece curentul de colector este comandat direct de tensiunea bază-emitor care asigură polarizarea directă a joncțiunii emitorului. Tensiunea bază-emitor și curentul de bază fiind foarte mici, se poate obține amplificare de putere. Dispozitivul este numit tranzistor *bipolar* întrucît în funcționarea sa intervin *ambele* tipuri de purtători de sarcină : minoritari și majoritari.

Tranzistoarele bipolare pot fi fabricate în siliciu aplicînd tehnologia difuziei planare, prezentată în cap. 5. De exemplu tranzistorul *pnp* ilustrat în fig. 7.1 poate fi obținut difuzînd două joncțiuni într-un substrat de tip *p*, folosind tehnicile măscării cu bioxid de siliciu pentru a defini ambele arii ale joncțiunilor ca și ariile pentru contactele metalizate. Pentru simplificarea desenului, straturile de oxid nu sînt arătate în fig. 7.1. Tehnologia difuziei planare conduce la dispozitive în care ariile joncțiunilor sînt cuprinse între cîteva sute și cîteva mii de microni pătrați, joncțiunile găsindu-se la cîțiva microni sub suprafața semiconductorului. Grosimea bazei unui tranzistor bipolar (grosimea stratului cuprins între planele joncțiunilor în fig. 7.1) poate scădea pînă la cîteva zecimi de micron.

În continuare vom studia mai detaliat comportarea fizică internă a tranzistoarelor. Apoi vom găsi circuite echivalente care să caracterizeze comportarea electrică a acestor dispozitive și vom ilustra trăsăturile principale ale comportării lor în circuite. Vom examina întîi structurile bipolare, urmînd să revenim, în cap. 9, la structurile unipolare.

În analiza funcționării fizice a tranzistoarelor bipolare ne vom ocupa numai de tipul *pnp*. În consecință, modelele dezvoltate se vor aplica direct structurilor *pnp*. Cu toate acestea, comportarea fundamentală a structurilor *npn* este similară ; se schimbă numai rolurile electronilor și golurilor. Astfel în structurile *npn* toate tensiunile și toți curenții vor avea semne contrare. Vom vedea că modelele deduse pot fi ușor adaptate pentru tranzistoarele *npn*. În cazul modelelor de semnal total sînt necesare schimbările corespunzătoare ale polarității ; modelele de semnal mic se aplică direct, fără nici o modificare.

7.2 FUNCȚIONAREA TRANZISTORULUI BIPOLAR

7.2.1. Comportarea fizică internă

Cînd un tranzistor este folosit ca ventil de comandă, joncțiunea emitorului este polarizată direct iar joncțiunea colectorului este polarizată invers. În aceste condiții se spune că tranzistorul lucrează în *regiunea activă*. Prin regiunea de sarcină spațială a emitorului sînt injectați purtători (goluri într-o direcție, electroni în cealaltă), fapt care duce la creșterea concentrațiilor de purtători în exces la marginile regiunii de sarcină spațială. Joncțiunea emitorului este astfel fabricată încît doparea emitorului este mult mai mare decît doparea bazei. Datorită asimetriei ce rezultă pentru concentrațiile de impurități curgerea prin regiunea de sarcină spațială a emitorului este dominată de purtătorii majoritari din regiunea emitorului (sau purtătorii minoritari din regiunea bazei) adică de goluri pentru o configurație *pnp*. Ca urmare a polarizării inverse a joncțiunii colectorului, concentrațiile de purtători la marginile regiunii de sarcină spațială a colectorului sînt coborîte sub valorile respective de la echilibru. Aceasta corespunde unor concentrații negative de purtători în exces. Dacă mărimea tensiunii inverse depășește cu mult valoarea kT/q, concentrațiile totale de purtători minoritari la marginile regiunii de sarcină spațială a colectorului sînt neglijabile în comparație cu concentrațiile de la echilibru. De aceea în regiunea bazei vor exista gradienți ai concentrației atît pentru purtătorii minoritari cît și pentru purtătorii majoritari, după cum se arată în fig. 7.2. În aceste schițe axa (x) este normală la planele joncțiunilor. Curentul de purtători minoritari injectați, care circulă prin difuzie paralel cu axa (x), este aproximativ același la colector și la emitor, întrucît în bază recombina-

rea este foarte scăzută. În consecință concentrațiile în exces depind aproximativ liniar de poziție (gradienții nu depind de x). Această imagine elementară a comportării tranzistorului este ilustrată în fig. 7.3.

Un curent de bază (mic în comparație cu curenții de colector și de emitor) este necesar pentru a alimenta recombinarea ce apare în bază și injecția de purtători majoritari din bază în emitor. Acest curent poate fi mic deoarece baza este subțire și este caracterizată de un timp de viață mare și

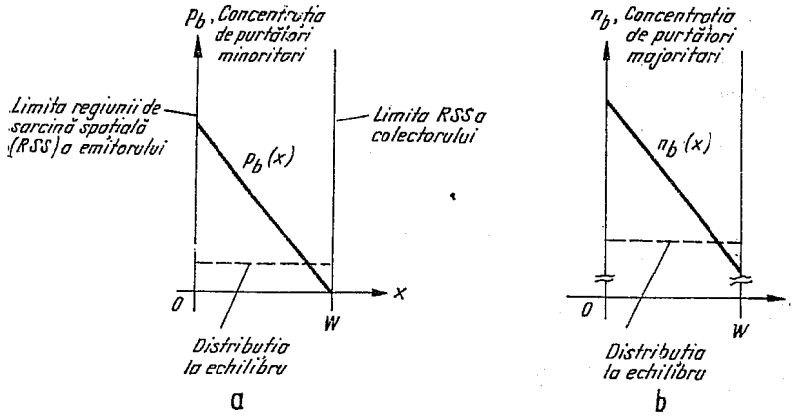


Fig. 7.2. Distribuțiile concentrațiilor de impurități în regiunea bazei pentru un tranzistor lucrînd ca ventil de comandă, cu joncțiunea emitorului polarizată direct și cea a colectorului, invers:
a — concentrația de purtători minoritari; *b* — concentrația de purtători majoritari.

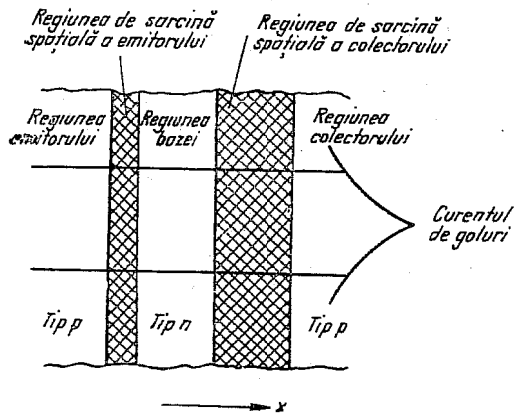


Fig. 7.3. Curentul principal într-un tranzistor *pnp* este cel asociat curgerii purtătorilor minoritari prin bază, de la emitor spre colector.

pentru că emitorul este dopat mult mai puternic decît baza, minimizînd astfel injecția inversă în emitor.

Curentul care circulă între emitor și colector (perpendicular pe joncțiuni) este controlat direct de tensiunea pe joncțiunea emitorului și este, în esență, independent de tensiunea pe joncțiunea colectorului. Acest curent pe care îl vom numi *longitudinal*, este puternic dependent de tensiunea pe joncțiunea emitorului la fel cum curentul direct al unei diode este puternic dependent de tensiunea pe diodă; reduceri mici ale înălțimii barierei de potențial eliberează un număr mare de purtători majoritari, astfel încît concentrațiile de purtători în exces la marginile regiunii de sarcină spațială cresc exponențial cu tensiunea directă pe joncțiune. Curentul longitudinal este independent de tensiunea pe joncțiunea colectorului, la fel cum curentul invers al unei diode cu joncțiune este independent de tensiunea inversă pentru tensiuni inverse mai mari decît un număr de kT/q; bariera de potențial la joncțiunea colectorului este destul de mare pentru a bloca total curgerea de purtători din regiunile unde sînt majoritari spre regiunile unde sînt în minoritate, în timp ce cîmpul electric asociat atrage purtătorii minoritari. Viteza cu care sînt atrași purtătorii minoritari prin joncțiune depinde numai de viteza cu care acești purtători ajung la marginea dinspre bază a colectorului și este independentă de intensitatea cîmpului. În consecință, curentul nu depinde de tensiunea inversă pe joncțiunea colectorului.[1)]

Situația descrisă mai sus este similară cu comportarea fizică internă a structurilor cu bază subțire asimetric dopate, prezentate anterior: structura cu bază subțire din fig. 3.1, în care purtătorii sînt produși în bază prin injecție optică și dioda cu joncțiune cu bază subțire din fig. 4.10, în care purtătorii în exces sînt injectați în bază de joncțiunea *pn*. Distribuția și curgerea purtătorilor în exces în regiunea de tip *n* a bazei unui tranzistor *pnp* sînt aproximativ aceleași cu distribuția și curgerea purtătorilor în exces în aceste structuri mai simple. Prin urmare, distribuțiile din fig. 7.2. sînt în esență similare celor din fig. 3.2 sau fig. 4.11. În toate aceste trei cazuri, în regiunea bazei recombinarea este neglijabilă, astfel încît curentul de purtători minoritari produs prin injecție este practic constant și distribuțiile de purtători în exces sînt aproximativ liniare.

Funcționarea tranzistorului se deosebește net de funcționarea celorlalte două structuri într-o anumită privință. Deosebirea este dată de sursa

[1)] Independența curentului de colector de tensiune colector-bază este o aroximație. Un model fizic mai exact decît cel ales trebuie să țină seama de faptul că grosimea regiunii neutre a bazei măsurată pe direcția longitudinală depinde de tensiunea colector-bază deoarece grosimea regiunii de sarcină spațială a colectorului depinde de această tensiune. După cum regiunea de sarcină spațială a colectorului se lățește la tensiuni inverse mai mari, regiunea neutră a bazei trebuie să se îngusteze. Acest efect, denumit *modularea grosimii bazei*, influențează gradientul concentrației în bază și determină curentul de colector să depindă slab de tensiunea colector-bază. [V. 7.5.] (*NA*)

de alimentare a regiunii bazei cu purtătorii majoritari care suportă recombinarea slabă ce apare în bază și micul curent corespunzător injecției inverse în emitor (în cazul diodei, în regiunea *p*). În structurile cu bază subțire studiate pînă acum, acești purtători intrau în bază din regiunea de tip *n* cu recombinare mare și curgeau prin bază în sens opus curgerii purtătorilor minoritari injectați. Cu alte cuvinte, circulația purtătorilor majoritari era *normală* la planul joncțiunilor. Direcția aceasta am numit-o mai sus *longitudinală*. În structura de tranzistor, curentul de purtători majoritari nu poate fi alimentat prin regiunea de sarcină spațială a colectorului întrucît există foarte puțini electroni disponibili în colectorul de tip *p*. Astfel ei trebuie furnizați de contactul regiunii bazei și deci trebuie să curgă după o direcție *paralelă* cu planele joncțiunilor. Din acest motiv, curentul de purtători majoritari în regiunea bazei este numit curent *transversal*, pentru a se deosebi de curentul *longitudinal* de purtători minoritari. Curenții interni sînt desenați în fig. 7.4, mai completă decît figura 7.3 pentru că ține seama și de micul curent de bază.

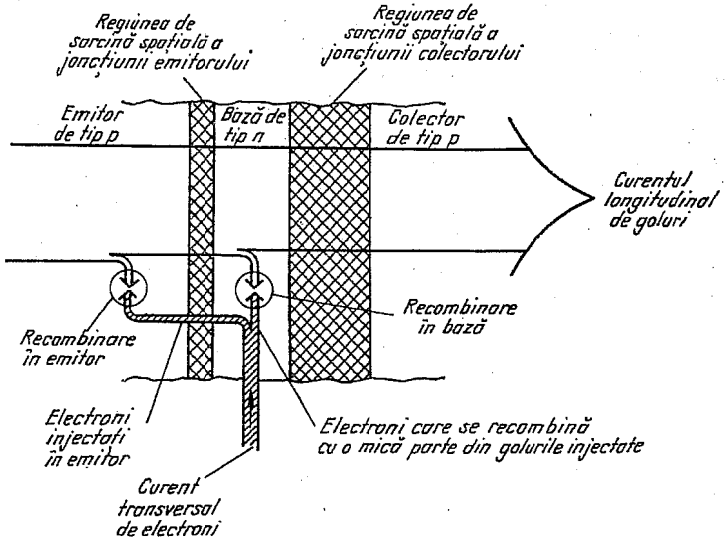


Fig. 7.4. Circulația internă de purtători și compoziția curenților de la borne pentru un tranzistor *pnp*.

Pentru analiza cantitativă a comportării fizice a tranzistoarelor vom folosi asemănările descrise mai sus și rezultatele cercetărilor noastre anterioare asupra comportării diodelor cu joncțiune.

7.2.2. Simbolurile de circuit pentru tranzistoare și variabilele la borne

Înainte de a continua discuția asupra tranzistoarelor bipolare este preferabil să se introducă un simbol pentru dispozitiv ca și sensurile de referință pentru curenții și tensiunile acestuia. Simbolul standard pentru tranzistoare bipolare *pnp* este arătat în fig. 7. 5, *a*. Se observă că terminalul emitorului este pus în evidență printr-o săgeată orientată în sensul în care

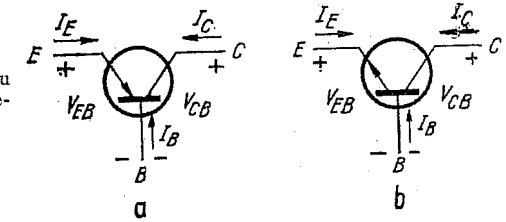


Fig. 7.5. Simbolurile de circuit pentru tranzistoare bipolare și sensurile de referință ale curenților și tensiunilor : *a* — tranzistor *pnp* ; *b* — tranzistor *npn*.

circulă curentul deemitor atunci cînd tranzistorul lucrează în regiunea activă, adică cu joncțiunea emitorului polarizată direct și cu cea a colectorului, invers.

Sensurile de referință standardizate pentru curenți și tensiuni sînt aceleași atît pentru tranzistoarele *pnp* cît și pentru cele *npn*. Valori pozitive pentru curenții externi corespund circulației unor sarcini pozitive *înspre* terminalul respectiv ; valori pozitive pentru tensiunile la borne V_{EB} și V_{CB} corespund situației în care emitorul și colectorul sînt pozitive în raport cu baza.[1] Simbolul pentru tranzistoare *npn*, arătat în fig. 7.5,*b* diferă doar prin inversarea „săgeții" care identifică borna emitorului ; în consecință, ea este îndreptată tot în sensul curentului de emitor la funcționarea în regiunea activă.

Notațiile pentru curenții și tensiunile la borne folosite în fig. 7.5 sînt notații standard pentru tranzistoare și sînt în concordanță cu cele introduse în § 1.3.4. Variabilele notate cu majuscule avînd majuscule ca indici desemnează mărimi *statice*. Cu alte cuvinte, I_E, V_{EB} și celelalte sînt fiecare constante sau variază atît de încet încît relațiile dintre ele sînt în esență aceleași cu relațiile pentru regimul static. Alte notații standard, folosite pentru a desemna valorile instantanee ale variabilelor totale sau ale celor de semnal mic vor fi introduse în continuare.

7.2.3. Tranzistorul ca ventil de comandă

Funcționarea tranzistorului se bazează pe curgerea purtătorilor minoritari ai regiunii bazei de la emitor, prin bază spre colector. Curentul de

[1] Tensiunea colector-emitor V_{CE} este frecvent folosită pentru descrierea electrică a tranzistoarelor. Ea este $V_{CE} = V_{CB} - V_{EB}$ (*NA*)

colector este numai cu puțin mai mic decît curentul de emitor, iar curentul de bază este mult mai mic decît amîndoi. Această situație se obține atîta timp cît joncțiunea colectorului este polarizată invers; curentul ce traversează baza este practic independent de valoarea tensiunii inverse cîtă vreme tensiunea depășește de cîteva ori kT/q. *Prin urmare, tranzistorul are o tensiune mică emitor-bază, corespunzătoare polarizării directe a joncțiunii emitorului și produce un curent de colector independent de tensiunea colector-bază, cu condiția ca joncțiunea colectorului să fie polarizată invers. El poate fi privit, la borna colectorului, ca un generator de curent dependent, comandat de o altă variabilă.*

Există patru moduri diferite în care poate fi înțeles „controlul" asupra generatorului dependent din colector:

1. Curentul de colector este comandat de *tensiunea emitor-bază* și crește rapid cu creșterea tensiunii directe pe joncțiunea emitorului. Conform studiului nostru asupra joncțiunii *pn*, este de așteptat ca dependența să fie exponențială; această presupunere, care va fi sprijinită de analiza din § 7.3.1, este confirmată de datele din fig. 7.6, *a*, în care este trasat, în coordonate semilogaritmice, curentul de colector în funcție de tensiunea emitor-bază pentru un tranzistor cu germaniu.

2. Curentul de colector este comandat de *sarcina în exces din bază* și crește cu creșterea acestei sarcini. După cum rezultă din discuțiile pe marginea fig. 7. 2 și din analiza comportării diodei semiconductoare, curentul de purtători minoritari ce traversează baza este însoțit de distribuții pozitive de purtători în exces. În condiții de nivel mic de injecție, acest curent este proporțional cu sarcina *totală* în exces asociată fie distribuției de goluri fie celei de electroni (valorile sarcinii totale în exces pentru cele două dis-

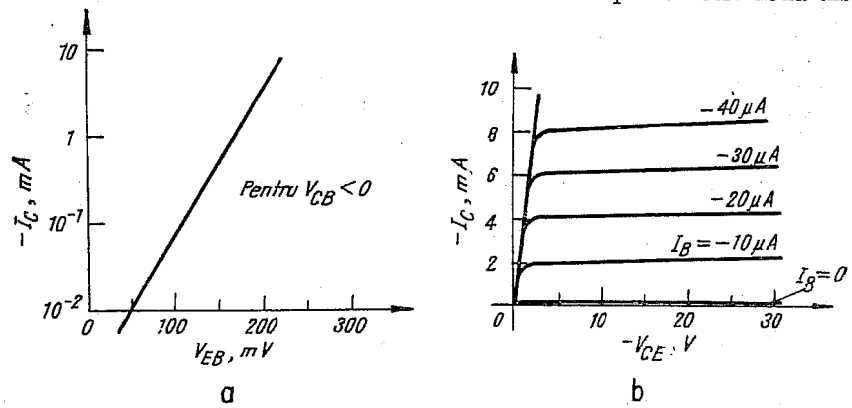


Fig. 7.6. Caracteristicile care pun în evidență funcția de „ventil de comandă" a unui tranzistor (*pnp* cu germaniu):
a — curentul de colector funcție de tensiunea emitor-bază în coordonate semilogaritmice; *b* — caracteristici de ieșire cu emitorul comun.

tribuții sînt egale pentru că regiunea bazei este neutră). Acest punct de vedere asupra „modului de acționare" al ventilului de comandă este important pentru că purtătorii *majoritari* în exces pot fi furnizați regiunii bazei *numai* pe la borna de bază.[1] În consecință, sarcina în exces din bază și astfel curentul de colector pot fi controlate direct introducînd sau extrăgînd sarcini pe la contactul bazei.

3. Curentul de colector este comandat de *curentul de bază*. Aceasta este o interpretare limitată a mecanismului controlului prin sarcină descris mai înainte, întrucît sarcina în exces din regiunea bazei este determinată de evoluția în timp a curentului de bază. Acest punct de vedere stă la baza unui set de caracteristici statice ale tranzistorului, în care curentul de colector este trasat în funcție de tensiunea colector-emitor, avînd ca parametru curentul de bază. O asemenea familie de caracteristici este arătată în fig. 7.6, *b*; această familie este denumită de obicei familie de *caracteristici de ieșire cu emitorul comun*.

4. Curentul de colector este comandat prin *curentul de emitor*. După cum am văzut, curentul de colector este aproape egal cu cel de emitor. În general, acest punct de vedere nu este însă util pentru descrierea electrică a dispozitivului din două cauze. În primul rînd, în majoritatea circuitelor practice cu tranzistoare, „semnalul de intrare" se aplică în bază. Interpretarea acestei situații este greoaie atunci cînd variabila de comandă este curentul de emitor. În al doilea rînd, deoarece curenții de colector și de emitor sînt aproximativ egali, chiar și ca valori instantanee în condiții dinamice, acest punct de vedere nu poate conduce la o descriere a caracteristicilor dinamice interne ale tranzistorului.

Am introdus aceste patru moduri de înțelegere a „mecanismului de funcționare" al tranzistorului pentru că ele sînt folosite în literatura de specialitate care tratează circuitele electrictronice și dispozitivele active și trebuie să fie familiare tuturor celor ce doresc să cunoască electronica fizică a tranzistoarelor. În analiza care urmează, vom dezvolta numai primele două puncte de vedere, în care fie tensiunea emitor-bază fie sarcina în exces din regiunea bazei reprezintă variabila independentă care comandă generatorul dependent de curent de la colector.

7.3. CIRCUITE ECHIVALENTE PENTRU FUNCȚIONAREA ÎN REGIUNEA ACTIVĂ LA VITEZE MICI

7.3.1 Curenții la borne în regiunea activă

Începem analiza detaliată a tranzistorului cu studiul situațiilor în care variabilele la borne sînt fie constante fie foarte lent variabile în timp, adică cu studiul situațiilor *statice* sau *la viteze mici*. Mai precis, presupunem că

[1] Presupunînd că se poate neglija micul curent constant de purtători majoritari care intră în bază ca urmare a extracției la joncțiunea invers polarizată a colectorului. Această componentă a fost neglijată în fig. 7.4. (*NA*)

distribuțiile tensiunilor și sarcinii variază suficient de lent încît să se poată neglija componentele curenților datorate stocărilor de sarcină în exces. Vom vedea (în cap. 8) că aceste condiții „la viteze mici" sînt adesea satisfăcute și pentru variații rapide; în multe tranzistoare moderne componentele determinate de variația de sarcină pot fi neglijate pentru timpi de variație ajungînd pînă la zecimi de microsecundă.

În prezenta analiză, și de fapt în întregul capitol, ne ocupăm numai de funcționarea în regiunea activă, cu joncțiunea colectorului polarizată invers și joncțiunea emitorului polarizată direct (cu tensiuni întrecînd cel puțin de cîteva ori kT/q). În aceste condiții, distribuția de purtători în exces în regiunea bazei este aproximativ liniară, după cum se arată în fig. 7.7 prin curba continuă. Concentrația în exces la marginea emitorului, notată cu $p_b'(0)$, depinde exponențial de tensiunea emitor-bază V_{EB} în conformitate cu relația lui Boltzmann (4.12,*a*). 1) Prin urmare:

$$p_b'(0) = p_{bo}(e^{qV_{EB}/kT} - 1), \tag{7.1a}$$

unde cu p_{bo} s-a notat concentrația d e purtători minoritari în bază la echilibru. Lîngă colector, concentrația de purtători în exces este negativă, conform ecuației (4.12a), pentru că joncțiunea colectorului este invers polarizată. Deci:

$$p_b'(W) = -p_{bo}. \tag{7.1b}$$

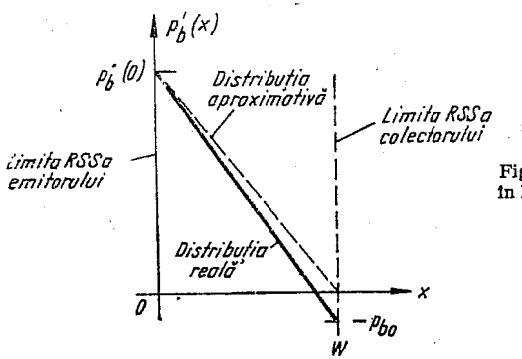


Fig. 7.7. Distribuția de purtători în exces în bază la funcționarea în regiunea activă.

Dacă, așa cum am presupus, tensiunea directă emitor-bază depășește de cîteva ori kT/q, atunci $p_b'(0)$ este mult mai mare decît $p_b'(W)$ (cazul în care condiția de mai sus nu e îndeplinită va fi reluat în § 7.3.3). În consecință,

[1]) Se presupun neglijabile căderile de potențial în regiunile neutre ale emitorului și baze în comparație cu tensiunea pe joncțiune. Această presupunere este justificată în condiții de nivel mic de injecție dar, ca și în cazul diodelor, nivele de injecție mari și curenți puternici produc căderi de tensiune semnificative în regiunile neutre. Vezi paragraful 11.4 3. (*NA*)

distribuția concentrației în exces poate fi aproximată prin linia punctată din fig. 7.7 și panta sau gradientul acestei distribuții este aproximativ $-p_b'(0)/W$. Gradientul nu depinde de x deoarece curentul de purtători minoritari este de difuzie iar recombinarea în baza subțire este neglijabilă într-o aproximație de ordinul întîi. Ca urmare, curentul de colector, I_C, va fi:

$$I_C = qAD_b \frac{dp_b'}{dx} \tag{7.2}$$

sau, aproximativ,

$$I_C \approx -qAD_b \frac{p_b'(0)}{W}. \tag{7.3}$$

D_b reprezintă coeficientul de difuzie al purtătorilor minoritari în bază, W este grosimea regiunii neutre a bazei, iar A este aria secțiunii transversale a bazei. Folosind (7. 1a), această expresie pentru curentul de colector poate fi scrisă:

$$I_C = -I_1(e^{qV_{EB}/kT} - 1), \tag{7.4a}$$

unde

$$I_1 = qA \frac{D_b p_{bo}}{W}. \tag{7.4b}$$

Această relație $I - V$ are aceeași formă cu ecuația (4.20a) pe care am dedus-o pentru dioda cu bază subțire. De fapt acest rezultat putea fi scris direct prin analogie cu dioda; am refăcut calculul pentru a sublinia relația liniară ce există între curentul de colector I_C și $p_b'(0)$, concentrația de goluri în exces la marginea dinspre emitor a bazei.

Deși recombinarea în bază și injecția în emitorul puternic dopat produc curenți neglijabili în raport cu cel de colector, dat de (7.4a), de acești curenți trebuie să se țină seama pentru calculul curentului de *bază*. Vom calcula întîi componenta rezultată din curgerea electronilor care alimentează recombinarea în bază. Această componentă a curentului de bază este proporțională cu numărul total de purtători în exces din bază. Întrucît distribuția din fig. 7.7 este practic triunghiulară, sarcina totală de goluri în exces în bază, q_F, este aproximativ:

$$q_F = qA\left[\frac{1}{2} p_b'(0)\, W\right]. \tag{7.5}$$

Astfel, componenta I_{BA} a curentului de bază determinată de recombinarea în bază va fi :

$$I_{BA} = -\frac{q_F}{\tau_b}$$

sau

$$I_{BA} = -\frac{qAW}{2\tau_b} p_b'(0), \tag{7.6a}$$

unde τ_b reprezintă timpul de viață al purtătorilor în exces în bază. Semnul minus în aceste ecuații apare deoarece fenomenul fizic ilustrat în fig. 7.4 corespunde curgerii electronilor spre interiorul dispozitivului. Conform sensului de referință ales, în care valoarea pozitivă a curentului de bază corespunde curgerii unor sarcini pozitive spre bază, acest curent este negativ.

Ce a de-a doua componentă a curentului de bază alimentează injecția de purtători majoritari ai bazei în regiunea emitorului. Mărimea acestui curent depinde de caracteristicile emitorului. Dacă presupunem că emitorul este o regiune subțire cu recombinare scăzută, avînd grosimea W_e și observăm că nivelul de injecție aici va fi cu siguranță mic dacă este mic în bază (emitorul este mai puternic dopat), această componentă a curentului de bază va fi, prin analogie cu (4.18a) :

$$I_{BB} = -\frac{qAD_e}{W_e} n_e'(0), \tag{7.6b}$$

unde D_e reprezintă coeficientul de difuzie pentru purtătorii minoritari (electroni) și $n_e'(0)$ este concentrația de electroni în exces în emitor la marginea regiunii de sarcină spațială. Această concentrație în exces depinde de tensiune la fel ca și $p'_b(0)$. Astfel (7.6, b) poate fi scrisă :

$$I_{BB} = -\frac{qAD_e}{W_e}\left(\frac{n_{eo}}{p_{bo}}\right) p_b'(0), \tag{7.6c}$$

unde cu n_{oe} am notat concentrația de purtători minoritari în emitor la echilibru.

Curentul total de bază $I_{BA} + I_{BB}$ este, evident, proporțional cu $p_b'(0)$ În consecință, curentul de bază are exact aceeași dependență de tensiune emitor-bază ca și curentul de colector (și, ca și acesta, nu depinde de tensiunea colector-bază). Avînd aceeași dependență de $p_b'(0)$ și de V_{EB}, este

convenabil să se exprime curentul de bază ca o fracțiune a curentului de colector. Se poate scrie deci :

$$I_B = \delta I_C = -\delta I_1 (e^{qV_{EB}/kT} - 1). \tag{7.7}$$

Coeficientul δ, care poate fi exprimat cu ușurință din ecuația (7.6 a și c) este numit *„pierdere în bază"* sau „defect în bază" (v. problemele P7.1 și P 7.2). Numele provine din faptul că acest curent de bază își are originea în mecanisme de ordinul doi — recombinarea în bază și injecția în emitor — care pot fi interpretate ca defecte ale dispozitivului. Ele sînt defecte în sensul că proiectantul de tranzistoare ar prefera să le evite total dacă ar fi posibil. Pierderea în bază δ poate avea valori cuprinse între 10^{-1} și 10^{-3}. Deoarece provine din mecanisme de ordinul doi, valoarea sa este greu de controlat cu precizie în proiectarea și fabricarea tranzistoarelor. Astfel, un grup de tranzistoare de același tip pot avea o împrăștiere a valorilor lui δ chiar în raport de 1 la 10.

În sfîrșit, vom evalua acum curentul de emitor. Acest curent poate fi exprimat pe baza curenților de colector și de bază, folosind legea a I-a a lui Kirchhoff :

$$I_E + I_B + I_C = 0. \tag{7.8}$$

Astfel, curentul de emitor este, din ecuațiile (7.4a) și (7.7) :

$$I_E = -(I_B + I_C) = (1 + \delta) I_1 (e^{qV_{EB}/kT} - 1). \tag{7.9}$$

Curenții de la terminalele tranzistorului depinde de V_{EB} în același mod ; această proporționalitate este arătată în ecuațiile (7.4a) și (7.7) și (7.9). Întrucît rapoartele curenților sînt *independente* de V_{EB} și I_1, aceste rapoarte sînt parametri utili ai tranzistoarelor ; două dintre ele sînt larg folosite :

1. Raportul dintre modulul curentului de colector și modulul curentului de emitor este numit *cîștig de curent în scurtcircuit, cu baza comună* și este notat cu α_F. Conform ecuației (7.4 a) și (7.9) el este :

$$\left|\frac{I_C}{I_E}\right| = \alpha_F = \frac{1}{1 + \delta}. \tag{7.10a}$$

Evident, α_F este foarte puțin mai mic decît 1, întrucît δ este foarte mic.

2. Raportul între modulele curentului de colector și curentului de bază este numit *cîștig de curent în scurtcircuit, cu emitorul comun* și este notat β_F El are valoarea :

$$\left|\frac{I_C}{I_B}\right| = \beta_F = \frac{1}{\delta}. \tag{7.10b}$$

Acest cîștig de curent este mare pentru că δ este foarte mic. El are în mod uzual valori cuprinse în gama $10-10^3$.

Relația directă între acești coeficienți poate fi scrisă fie

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{1+\beta_F} \tag{7.11a}$$

fie

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F}. \tag{7.11b}$$

7.3.2. Generatoare controlate și circuite echivalente

Relațiile curent-tensiune deduse în paragraful anterior pot fi modelate în diferite feluri cu ajutorul componentelor de circuit. Relația între curentul de emitor și tensiunea emitor-bază (7.9) are aceeași formă cu caracteristica $I-V$ a unei diode idealizate cu joncțiune pn (v. ec. 4. 20,a). Din această cauză, comportarea tranzistorului la bornele emitor-bază poate fi modelată cu o diodă idealizată cu joncțiune avînd curentul de saturație $(1+\delta)I_1$ după cum se arată în fig. 7.8, *a*. Curentul de colector depinde de

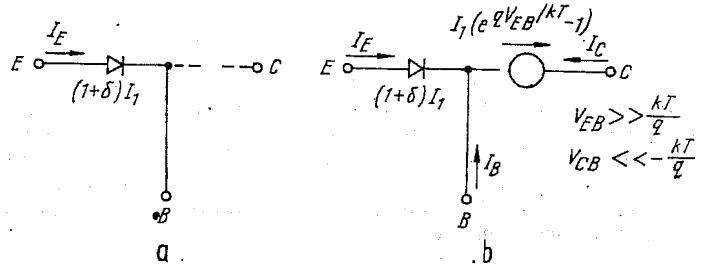


Fig. 7.8. Evoluția unui circuit echivalent care reprezintă comportarea statică în regiunea activă pentru un tranzistor *pnp* :
a — circuitul echivalent partial pentru bornele emitor-bază ; *b* — circuitul echivalent complet.

V_{EB} în același mod, dar este *independent* de tensiunea colector-bază. Dependența exponențială a curentului de colector de tensiunea emitor-bază și independența sa de tensiunea colector-bază pot fi modelate cu ajutorul unui generator de curent dependent sau controlat, conectat așa cum se arată în fig. 7.8, *b*. Acest model este o reprezentare completă, pe baza simbolurilor de circuit, pentru cele trei relații (7.4a), (7.7) și (7.9). Curentul de bază este modelat corect ca o consecință a legii lui Kirchhoff pentru curenți.

Clarificarea noțiunii de generator controlat este de o deosebită importanță. Conform celor discutate în § 1.4.1, un generator dependent se deosebește de unul independent (care este un concept familiar în teoria elementară a circuitelor) doar prin faptul că valoarea sa nu este fixată arbitrar, ci este determinată de o anumită variabilă din circuit. Astfel generatorul de curent controlat din fig. 7.8, *b* furnizează la colector un curent care depinde

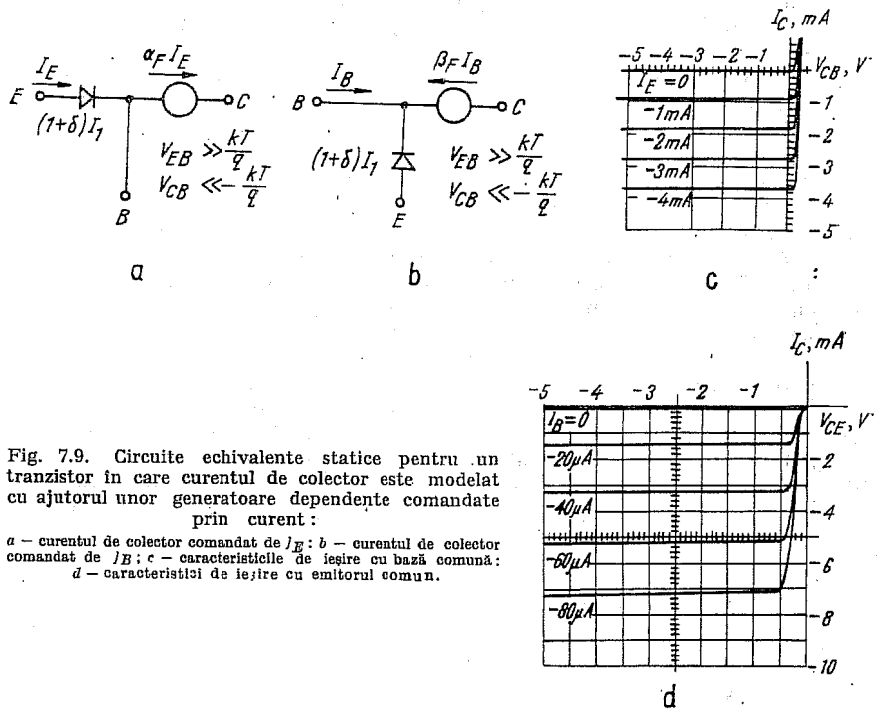


Fig. 7.9. Circuite echivalente statice pentru un tranzistor în care curentul de colector este modelat cu ajutorul unor generatoare dependente comandate prin curent :
a — curentul de colector comandat de I_E ; *b* — curentul de colector comandat de I_B ; *c* — caracteristicile de ieșire cu bază comună ; *d* — caracteristici de ieșire cu emitorul comun.

în mod explicit de o tensiune din altă parte a circuitului și anume de tensiunea la bornele emitor-bază.

Circuitul echivalent din fig. 7.8, *b* exprimă curentul de colector în funcție de tensiunea emitor bază. Alegerea a fost întîmplătoare, fiind sugerată de ecuația (7.4a) ; evident, sînt posibile și alte alegeri. De exemplu, putem folosi proporționalitatea dintre curentul de colector și cel de emitor, exprimată prin α_F, pentru a alcătui circuitul echivalent arătat în fig. 7.9 *a*. Sau, putem folosi proporționalitatea dintre curentul de colector și cel de bază, exprimată prin β_F, pentru a construi circuitul echivalent din fig. 7.9, *b*.

Aceste modele de circuite sînt echivalente cu cel din fig. 7.8 și corespund exact relațiilor algebrice curent-tensiune.

Dacă un tranzistor lucrează cu semnalul de intrare aplicat la bornele emitor-bază iar ieșirea este considerată între colector și bază, se spune că funcționează în conexiunea cu *baza comună*. Circuitul echivalent din fig. 7.9, *a* în care curentul de colector este comandat de curentul de emitor arată că în aceste condiții raportul dintre curentul „de ieșire" (de colector) și cel „de intrare" (de emitor) este chiar α_F. În fig. 7.9, *c* este arătată o familie de caracteristici experimentale în conexiunea cu baza comună. Distanța dintre curbe este proporțională cu α_F. Regiunea activă, în care joncțiunea colectorului este polarizată invers, apare în cadranul trei. Evident, caracteristicile deduse pe baza circuitului echivalent din fig. 7.9,*a*, cu α_F constant, vor fi foarte apropiate de aceste curbe măsurate.

Un tranzistor poate fi conectat de asemenea astfel încît emitorul să fie comun circuitelor de intrare și de ieșire; această configurație este denumită conexiunea cu emitorul comun. Circuitul echivalent din fig. 7.9,*b* arată că în conexiunea cu emitorul comun cîștigul de curent este chiar β_F. În fig. 7.9, *d* este arătată o familie de caracteristici de ieșire experimentale cu emitorul comun. În acest caz, distanța dintre două curbe este proporțională cu β_F. Din nou cadranul trei corespunde regiunii active; și din nou caracteristicile deduse pe baza circuitului echivalent din fig. 7.9,*b* vor fi foarte apropite de curbele măsurate.

Circuitele echivalente de circuit prezentate pînă acum în acest paragraf exprimă printr-o exponențială relația între curentul de emitor și tensiunea emitor-bază. Ca și în cazul diodei cu joncțiune *pn* discutat în § 6.2.1, detaliile acestei dependențe exponențiale nu sînt întotdeauna importante. În asemenea condiții pot fi folosite diode liniarizate de porțiuni pentru a

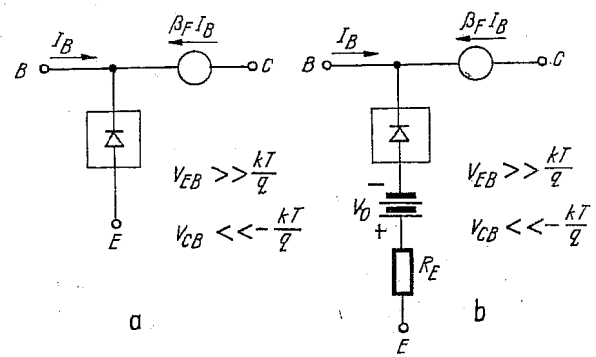


Fig. 7.10. Circuite echivalente liniarizate pe porțiuni valabile atunci cînd joncțiunea emitorului este polarizată direct și cea a colectorului, invers:
a — circuit echivalent în care joncțiunea emitor-bază este reprezentată printr-o diodă ideală liniarizată pe porțiuni; *b* — circuit echivalent care conține o tensiune de prag emitor-bază și o rezistență serie.

înlocui dioda exponențială din circuitul echivalent al tranzistorului. Întrucît întreaga teorie dezvoltată pînă în prezent se aplică *numai* pentru joncțiunea emitorului polarizată direct (și cea a colectorului invers), diodele liniarizate pe porțiuni utilizate în aceste modele vor fi numai în starea de deschidere.

Cel mai simplu circuit echivalent de acest tip pentru tranzistor este cel în care căderea de tensiune pe joncțiunea polarizată direct a emitorului este neglijată în întregime. Un circuit echivalent cu această proprietate avînd la bază modelul cu emitorul comun din fig. 7.9, *b* este arătat în fig. 7.10, *a*. În fig. 7.10, *b* este prezentat un model mai precis care include tensiunea de prag V_γ asociată joncțiunii emitor-bază și o rezistență serie R_E. Aceste modele simple, care au avantajul de a conține numai elemente liniare (diodele liniarizate pe porțiuni sînt totdeauna deschise în regiunea activă) sînt suficiente pentru o primă explorare a proprietăților circuitelor cu tranzistoare.

7.3.3. Circuite echivalente care includ curentul de saturație al joncțiunii colectorului

Analiza din § 7.3.1 și circuitele echivalente din § 7.3.2 se bazează pe aproximația că tensiunea emitor-bază este suficient de mare astfel încît concentrația de purtători în exces la marginea regiunii de sarcină spațială a emitorului este mult mai mare decît concentrația de purtători minoritari la echilibru. Adică:

$$p_b'(0) \gg p_{bo}.$$

Aceasta este condiția care ne-a permis să aproximăm panta distribuției de purtători în exces, arătată în fig. 7.7, prin $-p_b'(0)/W$ și aria cuprinsă sub ea prin $\frac{1}{2} p_b'(0)\, W$. Prima dintre aceste aproximații a fost folosită la evaluarea curentului de colector (v. ec. 7.3); cea de a doua a fost folosită pentru determinarea componentei de recombinare a curentului de bază (v. ec. 7.5).

Aceste aproximații sînt eronate pentru polarizări directe relativ mici ale joncțiunii emitor-bază. În aceste cazuri panta distribuției de purtători în exces este dată mai precis de $-[p_b'(0) + p_{bo}]\, W$ iar aria va fi acum $\frac{1}{2}[p_b'(0) - p_{bo}]\, W$. Astfel atît panta cît și aria diferă de aproximația inițială prin cantități independente de $p_b'(0)$, deci de V_{EB}, dar proporționale cu p_{bo}. Înseamnă deci că toți cei trei curenți de la bornele tranzistorului conțin cîte o componentă independentă de V_{EB} dar proporțională cu p_{bo}.

Deși neglijabile în majoritatea cazurilor aceste componente devin importante ori de cîte ori concentrația în exces la marginea dinspre emitor a bazei nu este mare în comparație cu concentrația de purtători minoritari la echilibru, adică atunci cînd polarizarea directă a joncțiunii emitorului nu este mare sau cînd temperatura este ridicată (amintim că p'_{bo} depinde exponențial de temperatură).

Acești curenți dependenți de temperatură pot fi modelați așa cum se arată în fig. 7. 11,*a*, adăugînd două generatoare de curent independente la

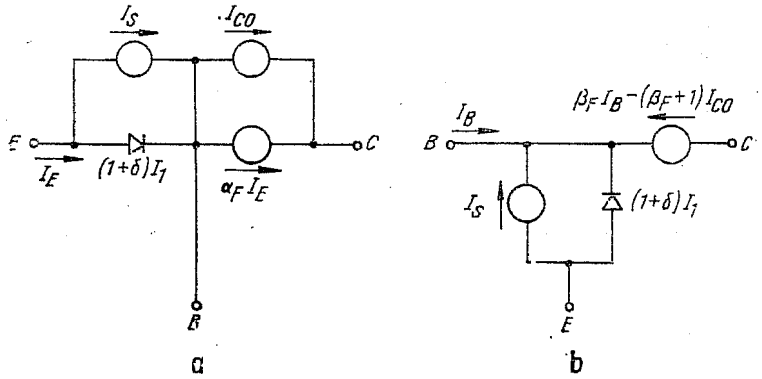


Fig. 7.11. Circuite echivalente statice pentru regiunea activă care includ curenții de saturație :
a — circuitul echivalent cu baza comună ; *b* — circuitul echivalent cu emitorul comun.

circuitul echivalent cu baza comună din fig. 7.9, *a*. Curenții produși de aceste generatoare, notați cu I_S și I_{CO}, sînt proporționali cu p_{bo} și nu depind de nici una din tensiunile pe joncțiuni. Vom amîna evaluarea acestor curenți pînă în cap. 21, unde acest subiect va fi reluat într-o formă mult mai generală. Vom găsi acolo că acești curenți constanți au valori de ordinul de mărime al lui I_1, curentul de saturație al joncțiunii emitorului. Astfel, pentru tranzistoare cu siliciu la temperatura camerei, ei sînt cuprinși între un nanoamper și un picoamper.

Desigur, acești curenți dependenți de temperatură pot fi adăugați și la modelul cu emitorul comun din fig. 7.9, *b*. Un asemenea model apare în fig. 7. 11, *b*. Se arată ușor că acest model este echivalent cu cel din fig. 7.11, *a*, exprimînd I_E în funcție de I_B și I_C pe baza legii lui Kirchhoff.

Curentul notat cu I_{CO} este numit *curent de saturație al colectorului, în circuit deschis*. Originea acestui nume poate fi înțeleasă din modelul arătat în fig. 7.11, *a*. Cînd emitorul este în circuit deschis în gol, deci $I_E = 0$, curentul de colector este egal cu I_{CO}.

7.3.4. Limite ale regiunii active

Toate discuțiile, calculele și circuitele echivalente prezentate în acest capitol se bazează pe două presupuneri privind condițiile electrice de funcționare ale tranzistorului :

1. Joncțiunea emitorului este polarizată direct. Cu excepția paragrafului precedent, tot timpul am presupus că tensiunea directă pe această joncțiune este mult mai mare decît kT/q.

2. Joncțiunea colectorului este polarizată invers cu valori ale tensiunii mult mai mari decît kT/q.

Aceste condiții definesc limitele regiunii active ; modelele deduse pot fi folosite pentru analiza circuitelor numai dacă tranzistorul este în regiunea activă.

În cap. 21 vom face o analiză mai generală a comportării tranzistorului și a modelelor, studiind amănunțit și performanțele în afara regiunii active. Cu toate acestea, putem să descriem și aici, în mod calitativ, cele două căi pe care un tranzistor poate părăsi regiunea activă și să introducem modelele care se aplică după aceea.

Un mod de a părăsi regiunea activă este ca joncțiunea emitorului să devină invers polarizată. Se spune atunci că tranzistorul este *blocat* (tăiat). În regiunea de tăiere, nu există injecție de purtători în exces, și curenții la borne sînt cu toții foarte mici (de ordinul lui I_{CO} sau I_1), și independenți de tensiunile pe joncțiuni. În primă aproximație, comportarea electrică a unui tranzistor în regiunea de tăiere poate fi modelată printr-un circuit deschis, după cum se arată în fig. 7.12, *a*.

Tranzistorul poate de asemenea să părăsească regiunea activă dacă joncțiunea colectorului devine polarizată direct. Se spune atunci că dis-

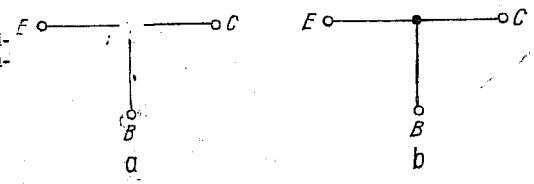


Fig. 7.12. Circuite echivalente aproximative pentru funcționarea în regiunea de blocare și în regiunea de saturație.
a — regiunea de blocare ; *b* — regiunea de saturație.

pozitivul este *saturat*. În regiunea de saturație există injecție prin ambele joncțiuni, iar tensiunile pe cele două joncțiuni polarizate direct sînt mici și relativ independente de curenți. Într-o primă aproximație, comportarea electrică a unui tranzistor *saturat* poate fi modelată printr-un scurtcircuit, după cum se arată în fig. 7.12, *b*.

7.3.5. Circuite echivalente pentru tranzistoare *npn*

Tranzistoarele avînd o structură *npn* diferă de dispozitivele *pnp* studiate mai sus numai prin faptul că rolurile electronilor și golurilor se schimbă între ele. Astfel comportarea unui tranzistor *npn* în regiunea activă implică

curgerea electronilor prin bază. Ca urmare, I_E și V_{EB} sînt *negative* pentru un tranzistor *npn* în regiunea activă, în timp ce I_B, I_C și V_{CB} sînt *pozitive*. Astfel relațiile $I-V$ pentru un tranzistor *npn*, analoge ecuațiilor (7.4a), (7.7) și (7.9) sînt

$$I_C = I_1\,(e^{-qV_{EB}/kT} - 1); \tag{7.12a}$$

$$I_B = \delta\, I_1(e^{-qV_{EB}/kT} - 1); \tag{7.12b}$$

$$I_E = -\,(1 + \delta)\, I_1\,(e^{-qV_{EB}/kT} - 1). \tag{7.12c}$$

Coeficienții I_1 și δ (deci și α_F și β_F) sînt, prin definiție, pozitivi atît pentru tranzistoarele *pnp* cît și pentru cele *npn*.

Circuitele echivalente pentru dispozitivele *npn* trebuie să reflecte diferențele de polaritate arătate în ecuațiile (7.12). Astfel, toate elementele care reprezintă relația exponențială $I-V$ trebuie inversate. De exemplu, modelul *pnp* din fig. 7.8, *b* poate fi adaptat pentru o structură *npn* invers sînd atît dioda cît și sensul de referință al generatorului controlat (în care V_{EB} este înlocuit prin $-V_{EB}$), cum se arată în fig. 7.13, *a*. Pentru

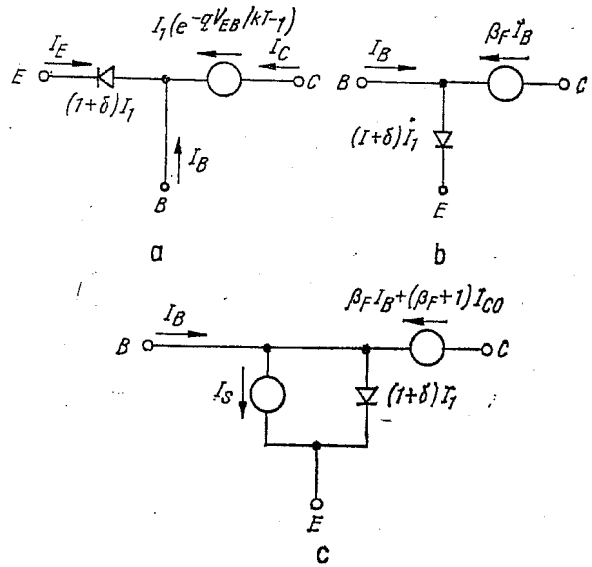


Fig. 7.13. Circuite echivalente pentru tranzistoare *npn*.
Aceste circuite echivalente sînt valabile numai în regiunea activă, adică pentru $V_{EB} \ll -kT/q$, $V_{CB} \gg kT/q$:
a — circuit echivalent cu generator dependent prin tensiune; *b* — circuit echivalent cu generator dependent coma nda

adaptarea modelelor comandate prin curent din fig. 7.9, numai dioda exponențială se inversează. Circuitul echivalent comandat prin curentul de bază din fig. 7.13, *b* este analog celui din fig. 7.9, *b*. În sfîrșit pentru modelele care includ și curenții de saturație ai joncțiunilor fig. 7.11 este necesar să se inverseze atît diodele cît și acele părți din generatoarele de curent care reflectă curenții de saturație, deoarece aceștia au sensuri opuse în dispozitivele *npn*. Astfel modelul *pnp* din fig. 7.11, *b* se transformă în modelul *npn* din fig. 7.13, *c*; I_S și $(\beta_F+1)\,I_{CO}$ sînt inversați.

7.4. EXEMPLE DE ANALIZĂ A CIRCUITELOR CU TRANZISTOARE

Pentru a ilustra utilizarea modelelor de circuit discutate în paragrafele anterioare, vom analiza trei circuite simple în care tranzistoarele joacă rolul de ventile de comandă.

7.4.1. Un amplificator cu emitorul comun

Circuitul din fig. 7.14 reprezintă unul din modurile în care un tranzistor bipolar *pnp* poate fi folosit în circuit ca ventil de control. Colectorul și emitorul fac parte dintr-un ochi ce conține o sursă de tensiune continuă, de valoare constantă E_C și o sarcină, constituită de rezistența R_L. Circuitul de intrare, alcătuit din E_B și R_S este conectat între bază și emitor. Deoarece terminalul emitorului face parte atît din ochiul de intrare

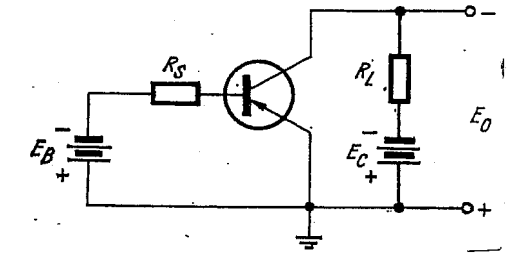


Fig. 7.14. Amplificator cu emitorul comun.

cît și din cel de ieșire, circuitul acesta formează exemplul tipic de configurație cu emitorul comun. Deși amplificatorul poate lucra și așa cum este desenat, vom vedea mai tîrziu că este necesară o configurație de circuit puțin mai complicată pentru a asigura o funcționare corectă într-un întreg domeniu de temperaturi.

Vom căuta pentru acest amplificator elementar tensiunea de ieșire E_0 în funcție de tensiunea sursei E_C și tensiunea de intrare E_B. Din figură

se observă că, pentru polaritatea indicată a tensiunii E_B, joncțiunea emitorului va fi polarizată direct. Joncțiunea colectorului va fi polarizată invers în cazul cînd curentul de colector nu este prea mare. Mai precis, este necesar ca:

$$-I_C R_L < E_C. \tag{7.13}$$

Dacă este îndeplinită această condiție, tranzistorul va lucra în regiunea activă; este deci convenabil să reprezentăm dispozitivul prin unul din

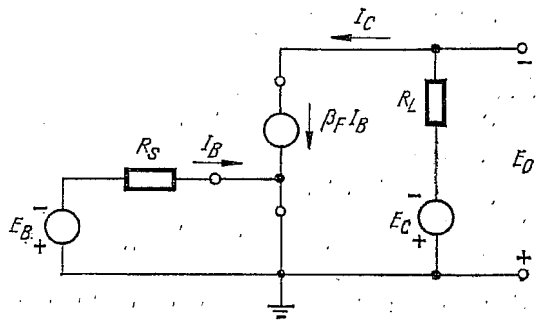


Fig. 7.15. Circuitul din fig. 7.14 în care tranzistorul a fost înlocuit cu circuitul de echivalent din fig. 7.10, *a*.

modelele statice pentru regiunea activă introduse în paragraful 7.3.2. În fig. 7.15 tranzistorul este reprezentat prin circuitul echivalent simplu, liniarizat pe porțiuni, din fig. 7.10, *a*. Întrucît dioda din acest model este permanent *deschisă* ea a fost înlocuită printr-un scurtcircuit. Putem acum să începem analiza, deoarece avem de-a face cu o rețea electrică obișnuită. Circuitul fiind foarte simplu, curentul de bază poate fi calculat direct:

$$I_B = -\frac{E_B}{R_S}. \tag{7.14}$$

Relația de la ieșire este de asemenea foarte simplă:

$$E_O = E_C + I_C R_L \tag{7.15a}$$

sau

$$E_O = E_C + \beta_F I_B R_L. \tag{7.15b}$$

Din ecuațiile (7.14) și (7.15b) obținem relația dorită pentru tensiunea de ieșire:

$$E_O = E_C - \beta_F \frac{R_L}{R_S} E_B. \tag{7.16}$$

Această ecuație arată că tensiunea de ieșire a amplificatorului, E_O, este mult mai sensibilă la variațiile tensiunii E_B decît la cele ale lui E_C. Într-adevăr,

$$\left.\frac{\Delta E_O}{\Delta E_C}\right|_{E_B \text{ constant}} = 1 \tag{7.17a}$$

în timp ce

$$\left.\frac{\Delta E_O}{\Delta E_B}\right|_{E_C \text{ constant}} = -\beta_F \frac{R_L}{R_S}. \tag{7.17b}$$

Dacă considerăm valorile plauzibile $R_L = R_S = 1$ kΩ și $\beta_F = 100$, E_O va varia cu 100 mV pentru o variație de un milivolt la E_B. Se spune astfel că circuitul posedă importanta și folositoarea proprietate de a produce *amplificare de tensiune.*

Circuitul are de asemenea proprietatea de a produce *amplificare de curent.* Variația curentului de ieșire (de colector) produsă de o variație a curentului de intrare (de bază) este:

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \beta_F. \tag{7.18}$$

Pentru valorile numerice introduse mai înainte, o variație de 1 μA a curentului I_B produce o variație de 100 μA pentru I_C.

Tranzistoarele, ca și alte ventile de comandă, nu sînt folosite în circuite pentru că ar avea fie amplificare de tensiune fie de curent (fiecare dintre acestea ar putea fi realizată de un transformator) ci pentru că ambele pot fi produse în același circuit, făcînd astfel posibilă *amplificarea de putere.*

Puterea furnizată circuitului de sursa de intrare este, desigur, $-E_B I_B$, sau, folosind ecuația (7.14):

$$P_{in} = I_B^2 R_S.$$

Distribuția puterii în circuitul de ieșire poate fi obținută înmulțind ecuația (7.15a) cu I_C și schimbînd ordinea termenilor:

$$-E_C I_C = -E_O I_C + I_C^2 R_L. \tag{7.19}$$

Termenul din membrul stîng reprezintă puterea furnizată circuitului de sursa E_C. Primul termen din partea dreaptă este puterea cedată tranzistorului (și disipată de acesta prin căldură), iar al doilea termen din

dreapta este puterea cedată rezistenței de sarcină. Raportul dintre puterea dezvoltată în sarcină și puterea furnizată de sursa de intrare este

$$\frac{P_{\text{sarcină}}}{P_{\text{intrare}}} = \left(\frac{I_C}{I_B}\right)^2 \frac{R_L}{R_S} \tag{7.20a}$$

sau, altfel,

$$\frac{P_{\text{sarcină}}}{P_{\text{intrare}}} = \beta_F^2 \frac{R_L}{R_S}. \tag{7.20b}$$

Acest raport, care poate fi numit *amplificarea de putere* a circuitului, are o valoare de 10^4 pentru valorile elementelor folosite mai sus. Se observă că el este produsul între amplificarea de tensiune definită de ecuația (7.17b) și amplificarea de curent, definită de ecuația (7.18).

Discuția aceasta ilustrează rolul tranzistorului ca ventil de comandă sau modulator de putere. Puterea eliberată în sarcină de către sursa E_C este controlată de variabila de intrare E_B. Mai mult decît atît, acest control se realizează cu o cheltuială relativ mică de putere la intrare.

Pentru a spori exactitatea analizei, vom folosi un model de tranzistor incluzînd o diodă exponențială pentru a reprezenta joncțiunea emitor-bază, după cum se arată în fig. 7.16, *a*. Ca o alternativă, putem folosi modelul de tranzistor arătat în fig. 7.16, *b* în care joncțiunea emitorului a fost modelată printr-o tensiune de prag V_0 și un rezistor R_E.

Calculul lui E_O din fig. 7.16, *b* este ceva mai complicat decît cel anterior pentru că rezistorul R_E realizează o legătură între circuitul de intrare și cel de ieșire. Legea a doua a lui Kirchhoff pentru ochiul de intrare dă:

$$-E_B - I_B R_S - (I_B + \beta_F I_B) R_E + V_O = 0. \tag{7.21}$$

Scoțînd I_B obținem:

$$I_B = \frac{-E_B + V_O}{R_S + (\beta_F + 1) R_E}. \tag{7.22}$$

Ecuația de la ieșire (7.15b), nu este modificată de prezența lui R_E, deoarece sursa de curent $\beta_F I_B$ dictează curentul prin R_L independent de celelalte elemente ale ochiului. Eliminînd I_B între ecuațiile (7.15b) și (7.22), obținem (vezi problema P7.8):

$$E_O = E_C - \frac{\beta_F R_L}{R_S + (\beta_F + 1) R_E} (E_B - V_O). \tag{7.23}$$

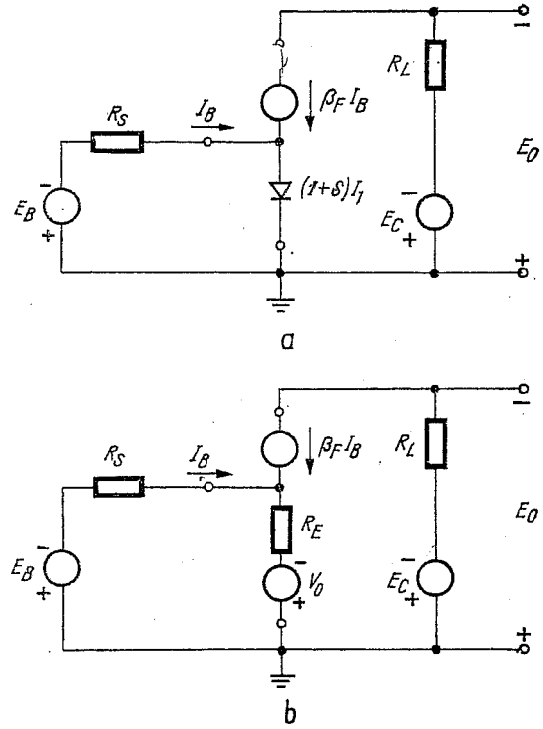


Fig. 7.16. Circuite pentru amplificatorul din fig. 7.14 în care se folosesc pentru tranzistor modele mai precise;
a – circuit care folosește modelul cu diodă exponențială; *b* – circuit care folosește modelul cu diodă liniarizată pe porțiuni.

Dacă presupunem că circuitul folosește un tranzistor cu siliciu și că interesează curenți de colector de ordinul miliamperilor, valori tipice pentru noii parametri sînt $V_O = 0{,}6$ V și $R_E = 5\ \Omega$. Utilizînd pentru rezistoare aceleași valori ca mai înainte, găsim că o variație de 1 mV pentru E_B va produce, conform acestei analize mai precise, o variație de 67 mV pentru E_O. Observăm că V_O nu are nici un efect asupra proprietății de amplificare a circuitului. Totuși el poate avea un efect negativ asupra performanțelor circuitului, după cum vom vedea în paragraful următor.

7.4.2. Un amplificator echilibrat de curent continuu

Să presupunem că intenționăm să folosim circuitul din fig. 7.14 ca voltmetru electronic pentru a măsura o tensiune necunoscută, conec-

tînd această tensiune în serie cu E_B. Ecuația (7.23) arată că circuitul va fi necorespunzător pentru scopul propus. Ar fi posibil să se calibreze „instrumentul" înaintea măsurării pentru a ține seama de E_C și de valorile rezistențelor, care se presupun constante. Tensiunea V_O însă, asociată joncțiunii bază—emitor, este dependentă de temperatură, scăzînd cu creșterea temperaturii cu o viteză de aproximativ 2 mV/°C, după cum am văzut în § 4.3.3. (Pentru simplificare, nu ținem seama în acest exemplu că și β_F depinde de temperatură). Astfel, pentru a obține un aparat de măsurat satisfăcător, este esențial să se elimine tensiunea V_O din valoarea măsurată. O metodă deosebit de eficace pentru a realiza acest lucru este prezentată în fig. 7.17. Pentru a înfățișa asemănările funcționale de bază între circuitele cu tranzistoare *pnp* și *npn*, am introdus în acest circuit tranzistoare *npn* (vezi problema P7.9).

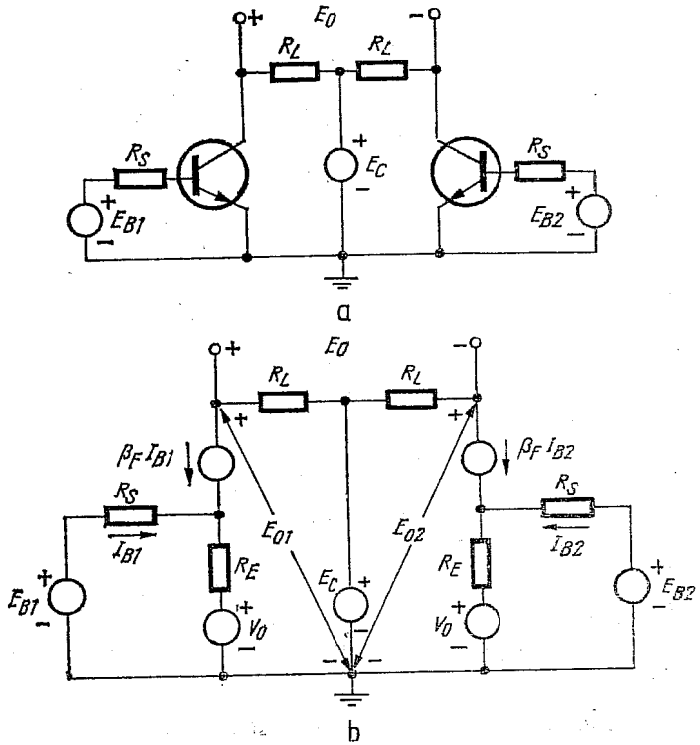


Fig. 7.17. Amplificator echilibrat. Se remarcă folosirea tranzistoarelor *npn*: *a*—circuitul de bază; *b*—circuitelor echivalente după introducerea circuitul pentru tranzistoare.

O examinare mai atentă a figurii 7.17, *a* arată că circuitul a fost construit prin punerea laolaltă a două circuite simple cu emitorul comun. Diferența între tensiunile de ieșire individuale E_{O1} și E_{O2} este tensiunea de ieșire a circuitului:

$$E_O = E_{O1} - E_{O2}. \tag{7.24}$$

În plus, deoarece unicul element comun între cele două jumătăți ale circuitului este sursa de tensiune constantă E_C, nu există cuplaj între aceste jumătăți. Prin urmare, E_{O1} depinde numai de elementele din partea stîngă a circuitului și relația este dată din nou de ecuația (7.23[1]):

$$E_{O1} = E_C - \frac{\beta_F R_L}{R_S + (\beta_F + 1)R_E}(E_{B1} - V_O). \tag{7.25a}$$

Similar,

$$E_{O2} = E_C - \frac{\beta_F R_L}{E_S + (\beta_F + 1)R_E}(E_{B2} - V_O). \tag{7.25b}$$

Scăzînd aceste două tensiuni conform ecuației (7.24), obținem pentru tensiunea de ieșire:

$$E_O = \frac{\beta_F R_L}{R_S + (\beta_F + 1)R_E}(E_{B2} - E_{B1}). \tag{7.26}$$

Tensiunea dependentă de temperatură V_O a fost eliminată din tensiunea măsurată la ieșire datorită caracterului echilibrat (simetric) al circuitului. Un procedeu de calibrare foarte simplu poate fi acum folosit pentru a determina valoarea factorului constant din ecuația (7.26). Se ia întîi E_{B1} egal cu E_{B2}, făcînd astfel $E_O = 0$ (pentru o simetrie perfectă a circuitului). Se adaugă apoi o tensiune mică de calibrare, cunoscută, E_k, în serie cu E_{B2}. Raportul E_O/E_k este factorul constant. Pentru măsurare, tensiunea E_k este înlocuită cu tensiunea necunoscută.

Tensiunea de prag sau de decalaj V_O este total compensată numai în măsura în care circuitul este cu adevărat simetric și izoterm. Orice asimetrie în valorile rezistoarelor sau în β_F și orice diferență de temperatură între cele două tranzistoare va da naștere unei tensiuni la ieșire diferite de zero chiar și atunci cînd $E_{B1} = E_{B2}$ și care reflectă dependența de temperatură a lui V_O. Unul din avantajele importante ale procesului difuziei

[1]) Această ecuație are aceeași formă pentru circuitul din fig. 7.17 deși s-au folosit tranzistoare *npn*, pentru că polaritățile lui E_{O2} și E_{O1} și ale *tuturor* surselor (incluzînd E_{B1} și E_{B2}) sînt inversate (vezi problema P7.9). (*NA*)

planare pentru fabricarea circuitelor integrate este că mai multe tranzistoare și componentele de circuit asociate pot fi produse pe aceeași pastilă de siliciu; acest proces asigură atît o împerechere strînsă a valorilor elementelor cît și un contact termic bun între elemente, fiind astfel ideal pentru fabricarea amplificatoarelor de acest tip.

Pentru analiza comportării circuitelor simetrice ca cel din fig. 7.17 este convenabil să se considere tensiunile de intrare E_{B1} și E_{B2} ca provenind din superpoziția a două tensiuni.

Vom scrie:

$$E_{B1} = E_{BS} - E_{BD}; \tag{7.27a}$$

$$E_{B2} = E_{BS} + E_{BD}. \tag{7.27b}$$

Componenta E_{BS} este numită componenta *sumă* sau *de mod comun* a tensiunilor de intrare. Ecuațiile (7.27) arată că ea este semisuma (media aritmetică) a tensiunilor de intrare:

$$E_{BS} = \frac{E_{B1} + E_{B2}}{2}. \tag{7.28a}$$

Componenta E_{BD} este numită componenta *diferență* sau *de mod diferențial* a tensiunilor de intrare. Ea este semidiferența acestor tensiuni:

$$E_{BD} = \frac{E_{B2} - E_{B1}}{2}. \tag{7.28b}$$

Analiza făcută circuitului din fig. 7.17 arată [v. ec. (7.26)] că tensiunea de ieșire este funcție numai de componenta diferență a tensiunilor de intrare și este independentă de componenta sumă. Din această cauză circuitul este întîlnit sub numele de *amplificator diferențial*.

Deși amplificatorul diferențial din fig. 7.17, *a* are proprietatea că, în cazul unei simetrii și a unei echilibrări perfecte, tensiunea de ieșire E_O depinde numai de diferența între tensiunile de intrare, tensiunile colector-masă E_{O1} și E_{O2} sînt fiecare puternic dependente de E_{B1} și E_{B2} separat adică depind și de componenta sumă a intrărilor. Această dependență reiese din ecuațiile (7.25). Circuitul poate fi modificat pentru a reduce dependența menționată prin legarea emitorilor la masă nu direct, ci printr-un generator de curent *comun*, cum se arată în fig. 7.18. Ca urmare a simetriei circuitului, este evident că tensiunea E_O dintre colectori este nulă atunci cînd componenta diferență a intrărilor este nulă, adică atunci cînd E_{B1} este egal cu E_{B2} (presupunînd din nou că elementele sînt împerecheate). În plus, fiecare tensiune colector-masă este independentă de E_{B1} și E_{B2} pentru tensiuni de intrare egale. Tensiunile colector-masă sînt:

$$E_{O1} = E_{O2} = E_C - \frac{I_A R_L}{2}, \tag{7.29}$$

deci, sînt independente de E_{B1} și E_{B2}, întrucît pentru tensiuni de intrare egale curentul I_A se divide în mod egal între cele două jumătăți ale circuitului.

Generatorul comun de curent nu are însă nici un efect asupra comportării diferențiale a circuitului. Cu alte cuvinte, ecuația (7.26) se aplică

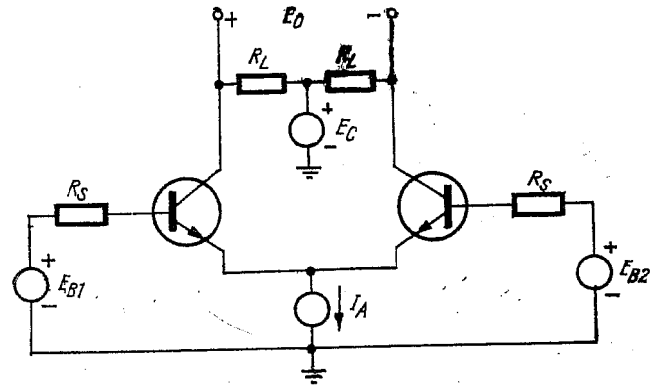


Fig. 7.18. Un amplificator diferențial în care semnalele de mod comun nu sînt amplificate.

tot atît de bine circuitului din fig. 7.18 ca și circuitului din fig. 7.17, *a* pentru care a fost dedusă. Amplificarea diferențială nu este afectată de I_A pentru că semnale de intrare diferențiale determină curentul printr-un tranzistor să crească cu aceeași valoare cu care scade prin celălalt tranzistor. Astfel suma curenților de emitor este constantă, în cazul semnalelor de intrare diferențiale, chiar și pentru circuitul din fig. 7.17 și adăugarea generatorului de curent constant, ca în fig. 7.18, nu are urmări din acest punct de vedere.

În concluzie, adăugarea generatorului de curent reduce amplificarea pe modul comun, fără a afecta amplificarea pe modul diferențial. Tensiunea de ieșire devine astfel mai puțin sensibilă la mici abateri de la simetrie și sînt suprimate componentele nedorite de mod comun care ar putea fi prezente la intrare.

În figura 7.19 este prezentată o variantă practică de amplificator echilibrat de curent continuu, alimentat la o singură baterie de 6 V. Că-

derea de tensiune pe rezistorul R_5 este aproximativ jumătate din tensiunea de alimentare și astfel curentul prin el este practic constant dacă componenta de mod comun a tensiunilor de intrare este mică în comparație cu tensiunea de alimentare. Deși amplificarea acestui circuit pe modul comun nu este zero, ea este mult mai mică decît ar fi în lipsa rezistorului R_5. Potențiometrele R_4 și R_7 sînt folosite pentru a compensa orice mici diferențe între caracteristicile tranzistoarelor sau între valorile rezistoarelor. Pentru a realiza convergența rapidă a controlului echilibrării, se ajustează R_4 pentru a obține $E_O = 0$ cu terminalele de intrare scurtcircuitate. Apoi se ajustează R_7 pentru a face $E_O = 0$ cu bornele de intrare în gol.

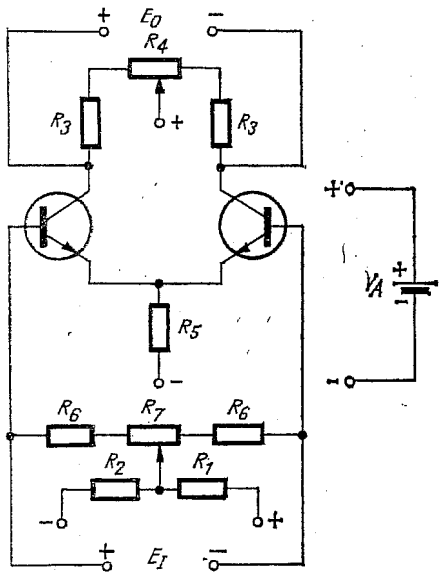


Fig. 7.19. O variantă practică de amplificator diferențial.
$V_A = 6$ V; $R_1 = R_2 = R_4 = 33$ kΩ
$R_3 = R_5 = 100$ kΩ; $R_6 = 10$ kΩ;
$R_7 = 3{,}3$ kΩ.
$I_O = 12$ μA; $V_{OE} = 2{,}2$ V.

7.4.3. Un stabilizator de tensiune[1])

Ca un alt exemplu de utilizare a modelelor de circuit pentru tranzistoare, vom proiecta un circuit stabilizator de tensiune, folosit împreună cu redresorul monoalternanță descris în paragraful 6.4. Un circuit simplu de acest tip este ilustrat în figura 7.20, *a*. Un singur tranzistor este conectat între ieșirea redresorului și rezistorul R_L, care reprezintă sarcina sis-

[1]) Într-un studiu introductiv, acest paragraf poate fi omis fără a se pierde continuitatea. E_I va fi omis dacă § 6.4.3 a fost omis. (*NA*)

temului. Pentru a menține constant potențialul bazei în raport cu masa, în baza tranzistorului este conectată o diodă Zener. Rezistorul R_S asigură atît curentul diodei Zener cît și curentul de bază. Întrucît tensiunea de ieșire E_O diferă de tensiunea constantă de referință numai prin căderea

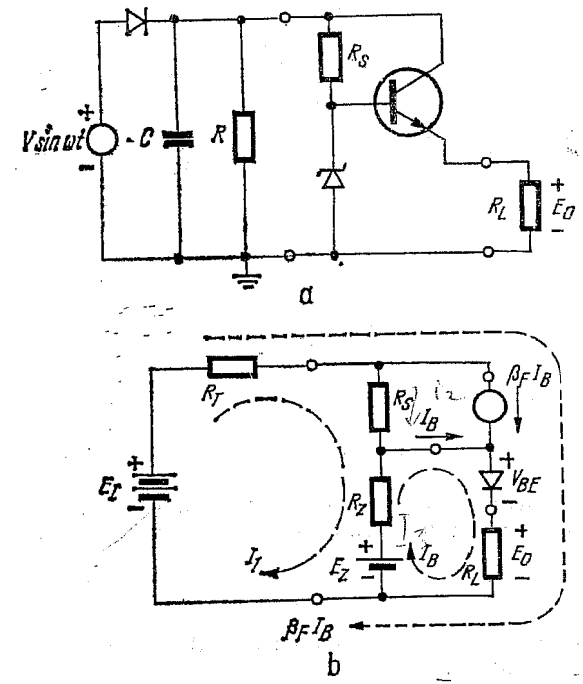


Fig. 7.20. Stabilizator de tensiune cu un tranzistor:
a—circuitul; *b*—circuitul echivalent.

de tensiune pe joncțiunea emitor-bază polarizată direct, E_O este aproximativ constant chiar dacă rezistența de sarcină și tensiunea alternativă de intrare variază. Variațiile tensiunii de ieșire a redresorului sînt preluate de căderea pe joncțiunea colectorului, polarizată invers. Pentru o proiectare completă, trebuie alese valorile corespunzătoare pentru tensiunea diodei Zener și pentru R_S.

Pentru orice valoare finită a lui R_L, va exista un curent prin R_S și prin joncțiunea emitor-bază a tranzistorului. Astfel această joncțiune va fi polarizată direct. În același timp, căderea de tensiune pe R_S asigură polarizarea inversă a joncțiunii colector-bază. Deci, pentru valori finite ale lui R_L, tranzistorul se va găsi în regiunea activă normală și va putea fi înlocuit cu circuitul echivalent din fig. 7.13, *b*, după cum se arată în fig. 7.20, *b*. Totodată în această figură redresorul monoalternanță a fost

înlocuit cu o sursă de tensiune E_I și o rezistență R_T. Rezistența generatorului echivalent Thévenin R_T reflectă faptul că o creștere a curentului de sarcină determină scăderea tensiunii medii pe condensator, după cum s-a arătat în § 6.4.3. Dioda Zener este modelată printr-o sursă de tensiune E_Z în serie cu o rezistență R_z. Avînd acum toate dispozitivele reprezentate prin elemente de rețea electrică, putem începe analiza.

Circuitul are numai doi curenți ciclici independenți, al treilea fiind determinat de generatorul de curent dependent. Deși există mai multe posibilități de alegere a variabilelor pe ochiuri, analiza este întrucîtva simplificată dacă se păstrează curenții I_B și $\beta_F I_B$. Cei trei curenți ciclici astfel selecționați sînt arătați prin linii punctate în fig. 7.20, *b*. Ecuațiile căderilor de tensiune pe ochiuri sînt:

$$E_I - (I_1 + \beta_F I_B) R_T - I_1 R_S - (I_1 - I_B) R_z - E_Z = 0; \quad (7.30a)$$

$$E_Z - (I_B - I_1) R_z - V_{BE} - (I_B + \beta_F I_B) I_L = 0, \quad (7.30b)$$

Grupînd termenii, obținem:

$$E_I - E_Z = I_1 (R_T + R_S + R_z) + I_B (\beta_F R_T - R_z); \quad (7.31a)$$

$$E_Z - V_{BE} = - I_1 R_z + I_B [R_z + (\beta_F + 1) R_L]. \quad (7.31b)$$

Ecuațiile (7.31) pot fi obținute direct prin teorema curenților ciclici. Relația între tensiunea de ieșire a stabilizatorului și curenții pe ochiuri este:

$$E_0 = (\beta_F + 1) I_B R_L. \quad (7.32)$$

Trebuie deci să rezolvăm sistemul de ecuații (7.31) pentru I_B[1]) Prin regula lui Cramer,

$$I_B = \frac{(E_Z - V_{BE})(R_T + R_S + R_z) + (E_I - E_Z) R_z}{(R_T + R_S + R_z)[R_z + (\beta_F + 1) R_L] + R_z (\beta_F R_T - R_z)}. \quad (7.33)$$

Deși nu foarte complicată, această expresie este suficient de greoaie pentru a ascunde orice informație pentru o proiectare aproximativă de ordinul întîi. Pentru a o simplifica, vom introduce valori numerice. Presupunem că încercăm să proiectăm o sursă de tensiune capabilă să furnizeze 20 V la un curent maxim de 500 mA. Astfel, valoarea *minimă* a rezistorului R_L, reprezentînd sarcina sistemului, va fi 40 Ω. Dacă tranzistorul este cu siliciu

[1]) Se observă că în rezolvarea acestor ecuații am presupus în mod tacit V_{BE} constant. În realitate, V_{BE} depinde de I_B. Presupunerea că V_{BE} este constant este echivalentă cu înlocuirea diodei exponențiale cu o diodă liniarizată pe porțiuni, avînd tensiunea de prag V_{BE}. (*NA*)

V_{BE} va fi de circa 0,6 V, astfel încît vom alege o diodă Zener de 20,6 V. În această gamă de tensiuni, rezistența diodei este de ordinul 5—10 Ω pentru curenți mai mari de 1 mA. Vom alege tensiunea alternativă de intrare astfel încît în lipsa curentului de sarcină tensiunea pe condensatorul de filtrare să fie 30 V și vom lua, oarecum arbitrar, rezistența generatorului Thévenin R_T de 10 Ω. Presupunînd aceste valori pentru rezistențe și β_F cel puțin 100, putem aduce ecuația (7.33) la forma aproximativă:

$$I_B \approx \frac{(E_Z - V_{BE})(R_T + R_S + R_z) + (E_I - E_Z) R_z}{(R_T + R_S + R_z)[(\beta_F + 1) R_L]}. \quad (7.34)$$

Termenul $R_z \beta_F R_T$ a fost neglijat în comparație cu $R_S \beta_F R_L$ datorită faptului că, deși nu se cunoaște valoarea exactă pentru R_S, aceasta va fi mult mai mare decît R_z. Înlocuind în ecuația (7.32) și simplificînd, obținem:

$$E_0 = E_Z - V_{BE} + (E_I - E_Z) \frac{R_z}{R_T + R_S + R_z}. \quad (7.35)$$

Din această analiză de prim ordin poate fi dedus un criteriu de proiectare. Orice variație a tensiunii E_I, provenind de exemplu din variația tensiunii alternative de la rețea, va fi redusă la ieșire în raportul:

$$\frac{\Delta E_0}{\Delta E_I} = \frac{R_z}{R_T + R_S + R_z}. \quad (7.36)$$

Astfel, dacă R_S poate fi făcut mult mai mare decît $R_T + R_z$, E_0 va depinde aproape în întregime de $E_Z - V_{BE}$ și va fi practic independentă de E_I.

După cum s-a menționat mai sus, R_S trebuie să asigure curentul de bază al tranzistorului și curentul diodei Zener. Astfel valoarea lui R_S este limitată superior. Condiția cea mai severă pentru R_S apare atunci cînd sistemul furnizează curentul maxim în sarcină, caz în care tensiunea de ieșire a redresorului este minimă, iar curentul de bază al tranzistorului este maxim (5mA pentru β_F egal cu 99). Valoarea cea mai mare pentru R_S, corespunzătoare unui curent de 1 mA prin diodă, va fi deci:

$$R_{S_{max}} = \frac{25 - 20{,}6}{5 + 1} \approx 730\ \Omega.$$

Cu această valoare pentru R_S, ecuația (7.36) arată că variațiile tensiunii E_I sînt reduse de 75 de ori.

Pentru a încheia proiectarea, trebuie să verificăm că tranzistorul rămîne în regiunea activă și că disipă o putere mai mică decît limita maximă admisibilă pentru toate valorile de sarcină prevăzute.

Din această discuție și în special din ec. (7.36) rezultă în mod evident că un stabilizator de tensiune foarte simplu, constituit dintr-un tranzistor, o diodă Zener și un rezistor, îmbunătățește simțitor performanțele unei surse de alimentare micșorînd dependența tensiunii de ieșire de caracteristicile redresorului monoalternanță. Alte performanțe ale circuitului, cum ar fi factorul de ondulații la ieșire sau rezistența de ieșire sînt mult mai simplu de obținut pe baza variațiilor de semnal mic decît în funcție de variabilele de semnal total folosite în acest capitol. Astfel calculul acestor caracteristici va fi amînat pînă după introducerea analizei de semnal mic în cap. 11.

7.5. FUNCȚIONAREA TRANZISTORULUI LA VALORI EXTREME ALE TENSIUNII DE COLECTOR

În cursul acestui capitol am presupus că tensiunea pe joncțiunea colectorului nu afectează comportarea fizică internă a unui tranzistor bipolar lucrînd în regiunea activă. În realitate, această presupunere nu este adevărată; există două mecanisme diferite prin care tensiunea pe joncțiunea colectorului influențează curenții de la borne. Aceste fenomene sînt: dependența grosimii bazei de tensiunea de colector și multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului.

7.5.1. Variația grosimii bazei

Grosimea W a regiunii active a bazei se măsoară între regiunile de sarcină spațială ale emitorului și colectorului. Întrucît lățimile acestor regiuni de sarcină spațială depind de tensiunea pe joncțiune, grosimea bazei variază cu tensiunile. La funcționarea în regiunea activă, dependența de tensiune a grosimii bazei este dată în principal de joncțiunea colectorului care este polarizată invers și la care lățimea regiunii de sarcină spațială este mult mai mare decît la emitor. Mai precis, atunci cînd tensiunea pe joncțiunea colectorului *crește*, regiunea de sarcină spațială corespnuzătoare *se mărește* și grosimea regiunii active a bazei *descrește*. Ca o consecință a acestei dependențe a grosimii bazei de tensiunea colector-bază, atît curentul de saturație I_1 cît și defectul în bază δ [v.ec. (7.7)] nu sînt constante ci depind de V_{CB}. Deși această dependență are rareori un efect important asupra modelelor de *semnal total* ca cele din fig. 7.8 și 7.9, ea influențează semnificativ parametrii ce caracterizează comportarea la *semnal mic* a tranzistoarelor bipolare, după cum vom vedea în cap. 12.

Gradul în care depinde grosimea bazei de tensiunea colector-bază este determinat de structura fizică a tranzistorului, în special de profilul de impurități în bază. Tranzistoarele la care joncțiunile sînt formate prin difuzie în faza solidă au profile de impurități similare celui arătat în fig. 7.21, *a*, care poate fi comparată cu fig. 5.3. Concentrația de impurități

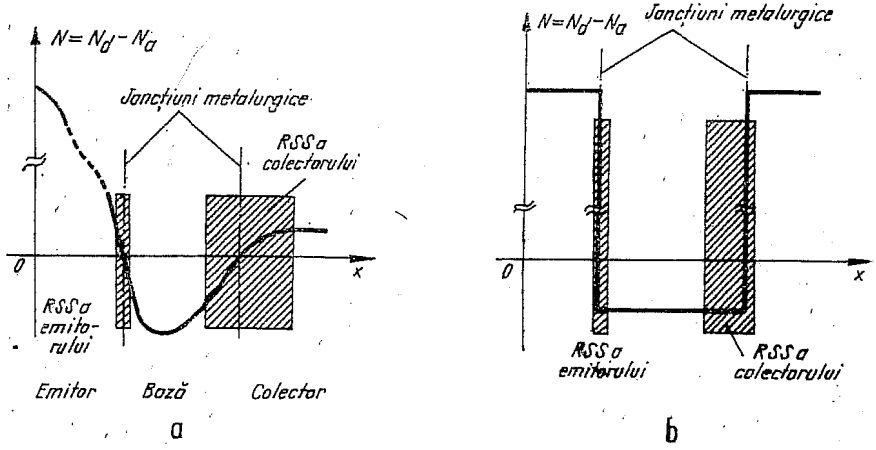


Fig. 7.21. Profile de impurități pentru tranzistoare bipolare *npn*. Se observă că axa verticală (pentru concentrația netă de impurități) este întreruptă:
a – tranzistor cu joncțiuni difuzate; *b* – tranzistor cu joncțiuni aliate.

este mai mare spre mijlocul bazei decît lîngă colector. În consecință, creșteri ale tensiunii inverse de colector implică pătrunderi adiționale relativ mici ale regiunii de sarcină spațială în bază (amintim că tensiunea inversă este proporțională cu valoarea inițială a distribuției sarcinii din regiunea de sarcină spațială) și grosimea bazei depinde puțin de V_{CB}. Pe de altă parte, tranzistorele fabricate prin aliere, pornind de la o bază omogenă pentru a forma regiunile colectorului și emitorului au profile de impurități plate, așa cum se arată în fig. 7.21, *b*. În aceste dispozitive este posibil ca regiunea de sarcină spațială a colectorului să se întindă în toată regiunea activă a bazei și să atingă regiunea de sarcină spațială a emitorului. Această situație poartă numele de *pătrundere*. Funcționarea normală a tranzistorului încetează de îndată ce apare pătrunderea [1]).

Evident, dacă se cer performanțe reproductibile în circuite, tranzistoarele trebuie să lucreze la tensiuni nu prea apropiate de tensiunea la care apare pătrunderea. Astfel tensiunea de pătrundere constituie o limită

[1]) Un model pentru tranzistor în condițiile pătrunderii este discutat în [7.2], cap 1. (*NA*)

absolută pentru tensiunea de colector în funcționarea tranzistorului. Deoarece grosimea bazei variază puternic, atunci cînd tensiunea pe joncțiunea colectorului se apropie de valoarea de pătrundere apar schimbări radicale ale acelor caracteristici care depind de grosimea bazei. Din această cauză este rareori indicat să se lucreze cu V_{CB} mai mare decît jumătatea tensiunii de pătrundere.

7.5.2. Multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului

Caracteristicile electrice ale tranzistoarelor lucrînd la valori mari ale tensiunii colector-bază sînt modificate de multiplicarea în avalanșă a purtătorilor în regiunea de sarcină spațială a colectorului. Mecanismul fizic este exact același cu cel discutat în § 6.5.1 în cazul diodelor ; purtătorii primari care curg din bază în regiunea de sarcină spațială a colectorului produc perechi de electroni-goluri prin procesul de ionizare prin ciocnire. Purtătorii secundari rezultați părăsesc regiunea de sarcină spațială și contribuie la curentul de colector.

Pentru funcționarea în conexiunea cu baza comună, efectele acestei multiplicări în avalanșă sînt simple. Curentul de colector se multiplică de M ori, M fiind factorul de multiplicare în avalanșă definit ca raportul între curentul total care traversează joncțiunea și curentul primar, produs *în afara* joncțiunii. Acest factor crește abrupt și fără vreo limită aparentă cînt tensiunea colector-bază se apropie de tensiunea de străpungere în avalanșă V_a. Fig. 7.22, care arată caracteristicile de colector ale unui

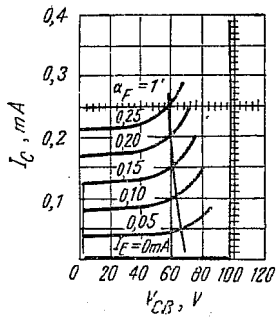


Fig. 7.22. Caracteristici de ieșire cu baza comună în care se observă efectele multiplicării în avalanșă și străpungerea joncțiunii colectorului. Curba punctelor în care $I_C = I_E(\alpha_F = 1)$ a fost adăugată.

tranzistor *npn* cu baza comună, ilustrează consecințele multiplicării în avalanșă asupra curentului de colector. Aceste curbe trebuie comparate cu cele din fig. 7.9, *c*, corespunzătoare unui tranzistor (*pnp*) funcționînd la tensiuni colector-bază prea mici prentru ca multiplicarea să aibă valori semnificative. Totuși efectele multiplicării purtătorilor pot fi observate și la teniuni sub V_a, care este de circa 98 V pentru tranzistorul din fig. 7.22.

De exemplu, la aproximativ 60 V, curentul de colector depășește valoarea curentului de emitor ca urmare a multiplicării purtătorilor la joncțiunea colectorului.

Consecințele multiplicării în avalanșă sînt mai complicate și mai subtile în cazul funcționării tranzistorului în conexiunea cu emitorul comun. Golurile și electronii sînt produși *în perechi* prin procesul de multiplicare în avalanșă la joncțiunea colectorului. Purtătorii de tipul celor majoritari în colector sînt împinși în regiunea colectorului de către cîmpul electric și contribuie direct la curentul de colector. Purtătorii de tipul opus pătrund *în bază* unde *reduc* curentul de bază necesar. Dacă factorul de multiplicare în avalanșă devine mare, polaritatea curentului de bază se inversează, deoarece procesul multiplicării în avalanșă produce mai mulți purtători majoritari în bază decît sînt necesari pentru a alimenta recombinarea în bază și în emitor. Întrucît caracteristicile de ieșire cu emitorul comun au de obicei ca parametru curentul de bază, aceste curbe sînt foarte sensibile la *creșteri mici* ale multiplicării în avalanșă, care devin vizibile la tensiuni de colector mult sub valoarea tensiunii de străpungere în avalanșă. Curentul total de colector, incluzînd curentul secundar produs de ionizarea prin ciocnire, este :

$$I_C = -M(\alpha_F I_E + I_{CO}). \tag{7.37}$$

Din legea I-a a lui Kirchhoff rezultă :

$$I_B = -(I_E + I_C). \tag{7.38}$$

Eliminînd I_E între ecuațiile (7.37) și (7.38), obținem :

$$I_C = \frac{M\alpha_F}{1 - M\alpha_F} I_B - \frac{M}{1 - M\alpha_F} I_{CO}. \tag{7.39}$$

După cum reiese din această relație, cîștigul în curent de semnal total cu emitorul comun, care este coeficientul lui I_B, are un punct singular pentru

$$M\alpha_F = 1. \tag{7.40}$$

Valoarea tensiunii V_{CB} ($\approx V_{CE}$) pentru care este satisfăcută ecuația (7.40) este numită *tensiune de susținere* V_s[1]). Deoarece α_F este numai cu puțin mai mic decît unitatea, valori relativ mici pentru M satisfac ecuația (7.40). Prin urmare, tensiunea de susținere este mult mai mică decît tensiunea de străpungere în avalanșă la care apare punctul singular pentru M. La valori tipice pentru α_F, tensiunea de susținere este cuprinsă între o zecime și o

[1]) Această tensiune este numită uneori (în special în foile de catalog) tensiune de străpungere colector-emitor, deși nu este vorba de o străpungere în avalanșă. (*NT*)

treime din tensiunea de străpungere în avalanșă. Deoarece α_F depinde de curentul din punctul de funcționare al tranzistorului, tensiunea de susținere depinde de curent. Prin urmare, tensiunea de susținere apare în general ca o curbă și nu ca o dreaptă de tensiune constantă în planul ca-

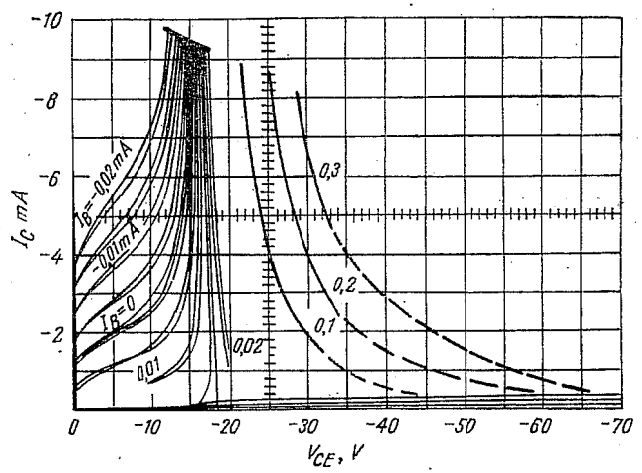


Fig. 7.23. Caracteristici de ieșire cu emitorul comun în care se observă efectele multiplicării în avalanșă și inversarea curentului de bază.

racteristicilor de ieșire cu emitorul comun, după cum se arată în fig. 7.23. Tensiunea de străpungere în avalanșă pentru acest tranzistor este de circa 67 V. Tensiunea de susținere V_s, la care nu este necesar nici un curent de bază pentru a produce un curent de colector nelimitat, este în jur de 15 V. Aceste curbe pot fi comparate cu cele din fig. 7.9, *d*, care se opresc la tensiuni colector-bază prea mici pentru a produce creșteri semnificative ale multiplicării în avalanșă.

Precizăm că un tranzistor bipolar poate lucra și la tensiuni de colector mai mari decît tensiunea de susținere. În această regiune de funcționare curentul de bază are semn opus.

BIBLIOGRAFIE

[7.1] P. E. Gray ș.a., *Physical Electronics and Circuit Models of Transistors*. Wiley, New York, 1964.
[7.2] R. D. Thornton ș.a., *Characteristics and Limitations of Transistors*. Wiley, New York, 1966.

PROBLEME

P7.1. Această problemă tratează componenta curentului de bază care alimentează recombinarea în bază. Să se arate că acest curent, pe care l-am notat cu I_{BA} poate fi scris:

$$I_{BA} = \delta_B I_C,$$

unde

$$\delta_B = \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_b}\right)^2,$$

iar L_b reprezintă lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari în bază:

$$L_b = \sqrt{D_b \tau_b}$$

și W reprezintă grosimea bazei. Coeficientul adimensional δ_B este numit *pierdere în bază*. E poate fi micșorat făcînd grosimea bazei mică în comparație cu lungimea de difuzie.

P7.2. Această problemă tratează componenta curentului de bază care alimentează injecția de purtători majoritari ai regiunii bazei în emitor. Presupunem că regiunea emitorului poate fi caracterizată, din punct de vedere al curgerii purtătorilor minoritari, ca o diodă cu bază subțire. Astfel, conform ecuației 7.6, b, curentul asociat injecției de electroni din bază *în emitor* într-un tranzistor *pnp* este:

$$I_{BB} = -\frac{qAD_e n_{eo}}{W_e}\,(e^{qV_{EB}/kT} - 1).$$

În această ecuație, A reprezintă aria joncțiunii emitor-bază, D_e este coeficientul de difuzie pentru purtătorii minoritari în emitor, W_e grosimea regiunii cu recombinare scăzută din emitor, iar n_{eo} concentrația de purtători minoritari în emitor la echilibru. Să se arate că I_{BB} poate fi scris:

$$I_{BB} = \delta_E I_C$$

unde

$$\delta_E = \frac{D_e W n_{eo}}{D_b W_e p_{bo}}.$$

Aici D_b, W și p_{bo} au semnificațiile lor obișnuite. Coeficientul adimensional δ_E este numit *pierdere în emitor*. Întrucît n_{eo}/p_{bo} este aproximativ egal cu N_D/N_A, unde N_D este concentrația de donori în baza de tip n, iar N_A este concentrația de acceptori în emitorul de tip p, pierderea în emitor poate fi micșorată dopînd emitorul mult mai puternic decît baza ($N_A \gg N_D$).

P7.3. Dacă neglijăm extracția de purtători minoritari ai regiunii colectorului în bază, curentul total de bază este:

$$I_B = I_{BA} + I_{BB},$$

unde I_{BA} și I_{BB} sînt definiți în problemele P7.1 și P7.2. Să se exprime β_F și α_F [v. ec. (7.10)] în funcție de pierderile în bază și în emitor δ_B și δ_E.

P7.4. După cum am văzut, funcționarea tranzistorului ca ventil de comandă se bazează pe curgerea purtătorilor minoritari prin bază, de la emitor la colector, În plus, distribuția și curgerea purtătorilor minoritari în această regiune este analogă, în multe privințe, cu situația din dioda asimetrică cu bază subțire studiată în 4.3. Considerăm un tranzistor *npn* (nu *pnp* ca în text) care are următoarele caracteristici :

1) Emitorul este dopat mult mai puternic decît baza.

2) Se pot neglija recombinarea în bază și injecția înspre emitor.

3) Întreaga tensiune aplicată pe o joncțiune apare ca o diferență a înălțimii barierei de potențial în regiunea de sarcină spațială a joncțiunii.

4) Joncțiunile sînt plane și paralele, iar grosimea bazei între marginile regiunilor de sarcină spațială este W.

5) Sensurile de referință pentru variabilele externe sînt arătate în fig 7.5.

6) Nivelul de injecție este peste tot mic.

a) Presupunem că tensiunea pe joncțiunea colectorului este zero ($V_{CB} = 0$) și că joncțiunea emitorului este polarizată direct ($V_{EB}<0$) Să se găsească concentrațiile de purtători în exces, $n_b'(0)$ și $n_b'(W)$ la marginile bazei. Concentrația de purtători minoritari în bază la echilibru este n_{bo}. Să se compare aceste condiții la limită cu cele corespunătoare diodei studiate în § 4.3.

b) Curentul de electroni injectați este în esență constant prin bază. Să se folosească acest fapt împreună cu condițiile la limită de la *a*) pentru a determina concentrația în exces $n_b'(x)$. Să se traseze grafic rezultatul.

c) Să se traseze grafic $n_b(x)$, $p_b(x)$, desitatea curentului de electroni J_b și densitatea curentului de goluri Jh (ambele definite perpendicular pe planul joncțiunilor și în sensul referință de la emitor spre colector).

d) Să se calculeze curentul de colector I_C în funcție de V_{EB} pentru $V_{CB}= 0$ evaluînd panta distribuției $n_b'(x)$. Se presupune aria joncțiunii egală cu A. Atenție la polaritate!

e) Se presupune acum că există recombinare în baza, caracterizată de un timp de viață τ_b. Să se calculeze curentul de bază evaluînd sarcina totală în exces în baza și ținînd seama de recombinare. Să se exprime curentul de bază în funcție de V_{EB}. Atenție la polaritate!

f) Să se evalueze curentul de emitor, ținînd seama că el poate fi exprimat în funcție de curentul de colector și de cel de bază.

g) Să se arate ca relațiile curent-tensiune obținute la *d*) *e*) și *f*) sînt redate de circuitul echivalent din fig 7.13, *b*. Să se calculeze β_F și I_1, care sînt constante pozitive. Observăm că $I_B \ll I_C$ implică $\beta_F \gg 1$. Această condiție, la rîndul ei, presupune $W^2 \ll 2D_b\tau_b$.

Deși am presupus nulă tensiunea colector-bază, circuitul echivalent este valabil, cu aproximație, pentru orice valoare de polarizare inversă ($V_{CB}> 0$) pe joncțiunea colectorului, dacă joncțiunea emitorului este polarizată direct ($V_{EB} < 0$).

P7.5. Să se scrie relațiile curent-tensiune implicate de modelele din fig. 7.9 și să se arate că sînt echivalente cu ecuațiile (7.4 *a*), (7.7) și (7.9).

P7.6. Să se arate ca modelul din fig. 7.11, *b* este echivalent cu cel din fig. 7.11, *a* scriind relațiile $I - V$ implicate de fiecare și arătînd că aceste relații algebrice sînt echivalente.

P7.7. Să se verifice ecuația (7.35) care exprimă tensiunea de ieșire a circuitului din fig.7.20 în funcție de tensiunea de intrare și de parametrii circuitului.

P7.8. Să se verifice ecuația (7.23) care exprimă tensiunea de ieșire a circuitului din fig. 7.16 , *b* în funcție de tensiunea de intrare și de tensiunea de alimentare. Se observă că acest rezultat se reduce la relația (7.16) cînd R_E și V_O sînt făcuți egali cu zero.

P7.9. În figura 7.24 este prezentat un amplificator cu emitorul comun folosind un tranzistor *npn*.

a) Să se schițeze un circuit echivalent pentru tranzistor, analog modelului *pnp* din fig. 7.10,*b*.

b) Să se deseneze circuitul din fig. 7.24 în care tranzistorul este înlocuit cu modelul dedus la *a*).

c) Să se deducă expresia tensiunii de ieșire E_O în funcție de E_B, E_C și de ceilalți parametri ai circuitului. Să se compare rezultatul cu (7.23).

P7.10. Caracteristicile statice $I-V$ ale unui tranzistor pot fi prezentate în formă grafică în funcție de alegerea variabilelor dependente și independente; există mai multe posibilități de prezentare ale acestor caracteristici. Caracteristicile grafice cele mai uzuale pentru un

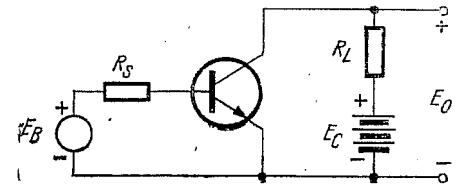
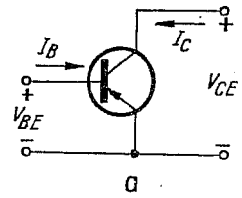


Fig. 7.24. Amplificator cu emitorul comun care folosește un tranzistor *npn*.

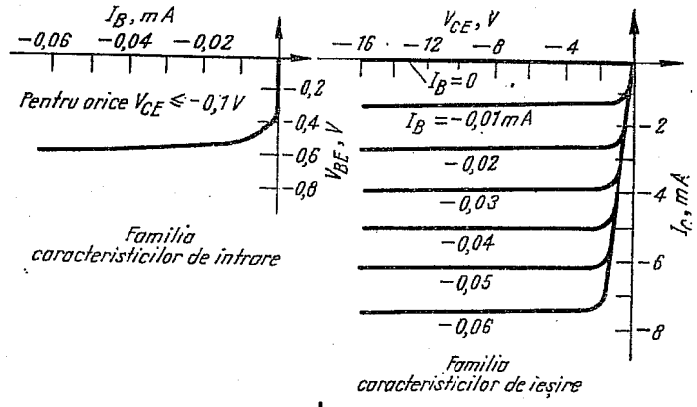
tranzistor în conexiunea cu emitorul comun sînt bazate pe variabilele din fig. 7,25, *a*. În general, I_B și V_{CE} sînt luate ca variabile independente. În consecință, relațiile funcționale prezentate în grafice sînt :

$$I_C = I_C(I_B, V_{CE});$$

$$V_{BE} = V_{BE}(I_B, V_{CE}).$$



a



b

Fig. 7.25. Conexiunea cu emitorul comun și caracteristicile corespunzătoare :
a — circuitul ; *b* — caracteristici cu emitorul comun.

Caracteristicile arătate în fig. 7.25, *b* sînt tipice pentru un tranzistor *pnp* cu siliciu de mică putere. Observăm că aceste curbe nu arată comportarea dispozitivului pentru $V_{CE} > 0$; ele arată numai regiunea de funcționare epentru V_{CE} negativ.

Să se explice sumar, pe baza comportării fizice interne a tranzistorului următoarele trăsături ale acestor caracteristici:

a) Caracteristica de intrare este aproximativ independentă de V_{CE} (pentru V_{CE} negativ).

b). Curentul de colector este aproximativ proporțional cu curentul de bază.

c). Curentul de colector este în esență independent de V_{CE}.

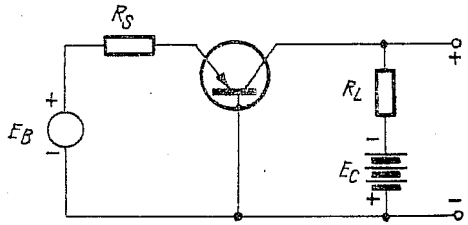


Fig. 7.26. Amplificator cu baza comună.

P7.11. În fig. 7.26 este arătat un amplificator cu baza comună. Tranzistorul funcționează în regiunea activă.

a) Să se schițeze un circuit echivalent pentru acest amplificator înlocuind tranzistorul cu un circuit echivalent ce diferă de cel din fig, 7.9, *a* doar prin faptul că dioda exponențială este schimbată cu o diodă liniarizată pe porțiuni caracteristizată de o tensiune de prag V_O și o rezistență R_E

b) Să se deducă o expresie pentru tensiunea de ieșire E_O în funcție de tensiunea de intrare E_B, tensiunea de alimentare E_O și ceilalți parametri ai circuitului.

c) Să se determine valorile lui E_B pentru care tranzistorul este la limitele regiunii active, adică la marginea regiunii de saturație și la marginea regiunii de tăiere.

P7.12. Să se repete problema P7.11 pentru amplificatorul cu *colectorul comun* arătat în fig 7.27 Se va folosi pentru tranzistor forma *npn* a modelului liniarizat pe porțiuni arătat în fig 710, *b*.

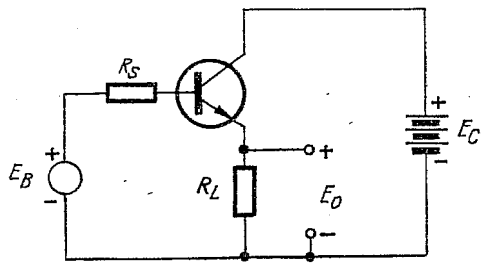


Fig. 7.27. Amplificator cu colectorul comun.

P7.13. Tranzistorul *pnp* și cel *npn* din circuitul din fig 7.28 sînt împerechеate, adică au aceeași valoare pentru β_F, pentru tensiunea de prag V_O a diodei din emitor și pentru rezistența directă a emitorului R_E.

a) Să se schițeze un circuit echivalent pentru acest amplificator în care tranzistoarele sînt înlocuite cu modelele liniarizate pe porțiuni de tipul celor din fig. 7.10, *b*.

b) Să se deducă expresia tensiunii de ieșire E_O în funcție de tensiunea de intrare E_B, tensiunea de alimentare E_O și ceilalți parametri ai modelului. Remarcăm că tranzistoarele nu sînt niciodată *simultan* în regiunea activă; cînd un tranzistor conduce, celălalt este blocat.

c) Să se traseze grafic caracteristica de transfer dedusă la *b*) pentru întreaga plajă a tensiunilor de intrare pentru care nici un tranzistor nu este saturat.

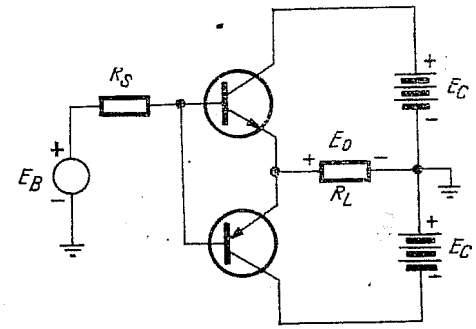


Fig. 7.28. Amplificator în contratimp.

d) Acest circuit este utilizat ca amplificator liniar, adică este de dorit ca tensiunea E_O să aibă aceași formă cu tensiunea de intrare E_B. Pe baza caracteristicii de transfer schițată la *c*), ce se poate spune despre posibilitatea utilizării circuitului ca amplificator liniar? Se poate modifica circuitul astfel încît să se elimine zona de insensibilitate ce există în jurul valorii $E_B = 0$ pe caracteristica de transfer?

P7 14 Un amplificator simplu cu un tranzistor cu emitorul comun este arătat în fig 7.29. Caracteristicile tranzistorului sînt arătat în fig. 7.25.

a) Tensiunea de alimentare de colector V_{CC} și rezistența de sarcină R_L determină o relație liniară între I_O și V_{CE} ($= v_O$). Să se determine această relație și să se traseze grafic

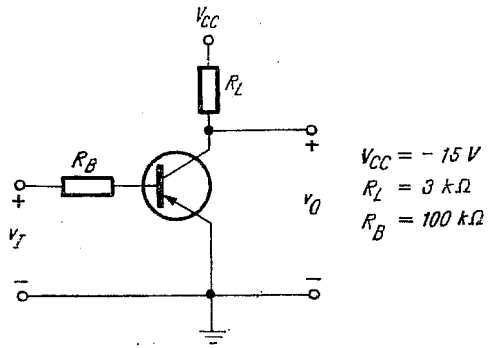


Fig. 7.29. Amplificator cu emitorul comun.

în planul caracteristicilor de ieșire (se presupune că nu este furnizat curent pe la bornele de ieșire).

b) Tensiunea de intrare v_I și rezistența de bază R_B determină o relație liniară între I_B și v_{BE} Să se determine această relație și să se traseze grafic în planul caracteristicilor de intrare pentru cîteva valori a lui v_I în gama $-6\ V < v_I < 1\ V$

c) Să se determine grafic v_O în funcție de p_I pentru v_I în gama de mai sus Să se traseze grafic în coordonate liniare acest rezultat. El este numit *caracteristica directă de transfer* a amplificatorului.

P7.15. Amplificatorul din problema P7.14 este folosit pentru a amplifica un semnal sinusoidal. Circuitul care produce semnalul de intrare v_I poate fi modelat ca în fig 7.30.

a) Presupunem $V_{BB} = 3$ V. Ce valoare are v_O cînd nu există componenta sinusoidală (adică $V_a = 0$)? Care este valoarea maximă pentru V_a la care componenta variabilă a tensiunii de ieșire este încă aproximativ sinusoidală? Care este amplitudinea corespunzătoare a componentei sinusoidale la ieșire?

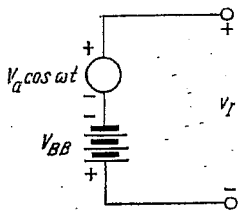


Fig. 7.30. Sursa de polarizare și cea de semnal.

b) Care este valoarea lui V_{BB} pentru care componenta sinusoidală la ieșire este maximă?

c) Amplificatorul poate fi privit ca un sistem sau ca o „cutie neagră" pentru care v_I este variabila de intrare și v_O este variabila de ieșire. Este amplificatorul un sistem liniar? Poate fi privit ca un sistem liniar dacă se limitează gama valorilor permise pentru v_I?

CAPITOLUL 8

MODELE DE REGIM DINAMIC PENTRU TRANZISTOARE BIPOLARE

CAPITOLUL 8

MODELE DE REGIM DINAMIC PENTRU TRANZISTOARE BIPOLARE

8.1. **Funcționarea în regim dinamic și sarcina stocată**
  8.1.1. Sarcina stocată în regiunile neutre ale tranzistorului
  8.1.2. Sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială
  8.1.3. Comparație între sarcina stocată în regiunea neutră și sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială
8.2. **Aplicațiile modelului cu control prin sarcină**
  8.2.1. Amplificator de curent în conexiunea cu emitorul comun
  8.2.2. Amplificator comandat prin tensiune
  8.2.3. Amplificator cu sarcină rezistivă
Probleme

8

Modele de regim dinamic pentru tranzistoare bipolare

8.1. FUNCȚIONAREA ÎN REGIM DINAMIC ȘI SARCINA STOCATĂ

Modelele deduse în cap. 7 sînt valabile numai în regim staționar sau într-un regim aproape staționar. Din punct de vedere fizic, aceste modele țin seama de curenții asociați procesului de difuzie a purtătorilor de sarcină prin regiunea bazei (I_E, I_C), de curenții asociați recombinării purtătorilor de sarcină în bază și de injecția de purtători din bază în emitor (I_B). Aceste modele de regim staționar nu țin seama de componentele de curent necesare pentru variația sarcinii stocate în tranzistor. Prin urmare, ele devin inexacte atunci cînd sarcina stocată în tranzistor, fie în regiunea neutră a bazei, fie în regiunile de sarcină spațială, variază rapid. În cele ce urmează se vor completa modelele pentru tranzistor prin includerea componentelor curenților de la borne datorate variației rapide a sarcinii stocate în tranzistor. Mai întîi vor fi luați în considerație curenți asociați variației sarcinii purtătorilor în exces, stocați în regiunea neutră a bazei. Apoi, atenția va fi îndreptată asupra variației sarcinii din regiunile de sarcină spațială. În analiză se va considera un tranzistor *pnp* care lucrează în regiunea activ normală.

8.1.1. Sarcina stocată în regiunile neutre ale tranzistorului

În § 7.3.1 s-a văzut că există o corespondență directă între distribuția de regim staționar a purtătorilor de sarcină în exces din bază și curenții

[1] Acest capitol poate fi studiat mai tîrziu, la începutul cap. 21, fără să se piardă din continuitate. (*NA*)

și tensiunile de la bornele tranzistorului. Concret, curenții de colector și emitor sînt proporționali cu *gradientul* distribuției sarcinii în exces, așa cum rezultă din ecuațiile (7.2) și (7.9). Mai mult, componenta de recombinare a curentului de bază este proporțională cu *aria* de sub curba distribuției purtătorilor în exces (ecuația 7.6a); componenta datorată injecției în emitor poate fi exprimată în mod similar (ecuația 7.6c).

În vederea obținerii unui model de regim dinamic pentru tranzistor este util să se exprime cei trei curenți ai tranzistorului, care sînt proporționali cu $p_b'(0)$, în funcție de *sarcina stocată în exces* din baza tranzistorului. Sarcina în exces, notată cu q_F, este definită prin ecuația (7.5) care se repetă aici:

$$q_F = qA\left[\frac{1}{2}p_b'(0)\,W\right]. \tag{8.1}$$

Dacă se folosește această relație pentru a exprima curentul de colector (ec. 7.3) și curentul total de bază (*suma* ec. 7.6 a și 7.6 c) în funcție de q_F, se obține *pentru regimul staționar*:

$$I_C = \frac{-q_F}{\tau_F}; \tag{8.2a}$$

$$I_B = \frac{-q_F}{\tau_{BF}}; \tag{8.2b}$$

Coeficienții τ_F și τ_{BF}, care au dimensiunea timpului, sînt funcție de parametrii tehnologici ai tranzistorului, adică:

$$\tau_F = \frac{W^2}{2D_b}; \tag{8.3a}$$

$$\tau_{BF} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_b} + \frac{2D_e n_{eo}}{WW_e p_{bo}}}; \tag{8.3b}$$

Făcînd raportul între ecuațiile (8.2 a) și (8.2 b), se obține că, *în regim staționar*, raportul acestor coeficienți este egal cu factorul de amplificare în curent în conexiunea cu emitorul comun, adică:

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\tau_{BF}}{\tau_F} = \beta_F. \tag{8.4}$$

Dacă injecția în emitor este neglijabilă, ceea ce se întîmplă atunci cînd p_{bo} este mult mai mare decît n_{eo}, expresia lui τ_{BF} se reduce la τ_b. Această valoare limită se verifică și intuitiv deoarece în cazul în care injecția în emitor este neglijabilă curentul de bază în regim staționar este în întregime datorat recombinării în bază și deci viteza de recombinare este q_F/τ_b.

Din relațiile (7.1 a) și (7.5) de dependență a tensiunii de regim staționar dintre bază și emitor de sarcina q_F, prin eliminarea concentrației $p_b'(0)$ se obține:

$$q_F = \frac{qAWp_{bo}}{2}\left(e^{qV_{EB}/kT} - 1\right). \tag{8.5}$$

Se observă că polarizarea directă a joncțiunii emitor-bază creează o concentrație în exces de purtători pozitivi și deci o valoare pozitivă pentru q_F[1] Se accentuează din nou asupra faptului că regiunea din bază cuprinsă între regiunile de sarcină spațială este neutră din punct de vedere electric și nu conține o sarcină netă. Astfel, sarcina q_F care la un tranzistor *pnp*, reprezintă sarcina de purtători minoritari în exces este neutralizată de o sarcină $-q_F$, care reprezintă sarcina de purtători majoritari în exces. Este necesar să se facă distincția între purtătorii minoritari și majoritari în exces întrucît, așa cum se va vedea, ei au căi diferite de intrare și ieșire din regiunea bazei.

În cele ce urmează se vor extinde relațiile sarcină-curent și sarcină-tensiune pentru a cuprinde și regimul variabil. Pentru aceasta *se va presupune că viteza de variație în timp a tensiunilor la borne și a curenților prin tranzistor este suficient de mică încît distribuția de sarcină din baza transzistorului să poată fi aproximată ca o succesiune de distribuții de regim staționar.* Mai precis, se presupune că distribuția purtătorilor în exces variază atît de lent încît dacă se filmează această distribuție, fiecare secvență din film va coincide cu fotografia distribuției de sarcină a unui regim staționar adecvat. Mai mult, distribuția particulară de regim staționar cu care corespunde secvența din filmul distribuției, este aceeași care ar rezulta dacă tensiunea între emitor și bază ar fi constantă și egală cu valoarea instantanee a tensiunii în momentul în care se fotografiază secvența. Cu această limitare a vitezei de variație, se obține că distribuția *instantanee* a purtătorilor în exces din bază este, chiar în regim dinamic, *aproximativ triunghiulară*, la fel ca în regim staționar.

[1] Cu toate că observația este variabilă pentru un tranzistor *pnp*, o argumentare de același fel poate fi făcută și pentru un tranzistor *npn*. Pentru a aplica același punct de vedere la un tranzistor *npn*, se adoptă aceeași convenție pentru q_F adică, o concentrație în exces de purtători *pozitivi* în bază produsă la polarizarea *directă* a joncțiunii emitorului, creează o sarcină q_F *pozitivă*. Prin urmare, ecuațiile pentru un tranzistor *npn*, analoge ecuațiilor (8.2) vor avea semnul plus în membrul drept, în timp ce ecuația analogă ecuației (8,5) diferă numai prin aceea că exponentul conține tensiunea $-V_{EB}$ în loc de V_{EB} (*NA*).

Această limitare a vitezei de variație, care este de mare importanță la deducerea circuitelor echivalente pentru tranzistoare, este ilustrată în fig. 8.1. În fig. 8.1, *a* sînt reprezentate două distribuții de regim staționar, una corespunzătoare momentului t_1 și cealaltă unui moment t_2, după momentul t_1. Este clar că în intervalul de timp cuprins între t_1 și t_2 a crescut atît tensiunea dintre emitor și bază cît și concentrația purtătorilor în exces, stocați. În fig. 8.1, *b* se arată distribuția instantanee de sarcină

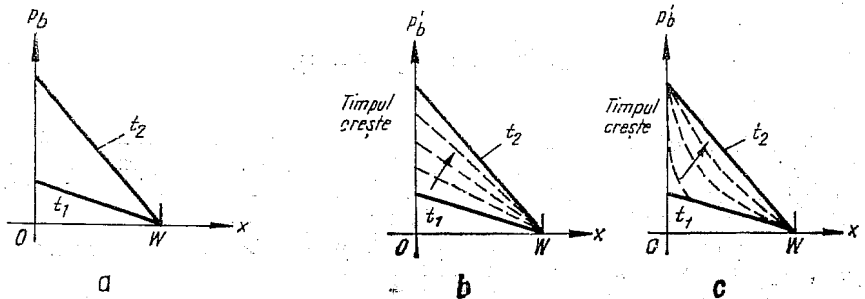


Fig. 8.1. Distribuția instantanee a sarcinii din bază poate fi privită ca o distribuție de regim staționar dacă viteza de variație nu este prea mare :
a — stările inițiale și finale ; *b* — cazul unei variații „lente" ; *c* — cazul unei variații „prea rapide".

în cîteva momente în intervalul $t_1 < t < t_2$ pentru o viteză de variație suficient de mică pentru ca presupunerea de stări intermediare *cvasistatice* să fie satisfăcută ; în orice moment cuprins între starea inițială și finală distribuția de sarcină este aproape triunghiulară. Pentru comparație, în fig. 8.1, *c* sînt reprezentate cîteva stări intermediare ale distribuției sarcinii pentru cazul în care viteza de variație este atît de mare încît nu mai este valabilă aproximația cvasi-statică. În particular, în fig. 8.1,*c* se reprezintă situația în care tensiunea v_{EB} crește prin salt la noua sa valoare. Cu toate că concentrația $p_b'(0)$ variază prin salt la noua sa valoare, distribuția de sarcină nu se poate modifica instantaneu întrucît este necesar un anumit timp pentru ca excesul de purtători minoritari corespunzător stării finale să difuzeze de-a lungul bazei, pentru a mări, în fiecare punct din bază, concentrația purtătorilor.

Se va arăta că neluarea în considerație a regimurilor variabile „prea rapide" cum este de exemplu cel reprezentat în fig. 8.1,*c* nu limitează în mod serios utilitatea modelului de regim dinamic care se va deduce. Dimpotrivă, prin limitarea la viteze de variație care pot fi considerate cvasistatice (fig. 8.1,*b*) se determină un circuit echivalent pentru regimul dinamic care este util și suficient de precis în toate aplicațiile practice în care comportarea în regim dinamic a tranzistorului prezintă interes practic.

Deoarece s-a presupus că distribuția instantanee a sarcinii în exces din bază variază ca o succesiune de distribuții de regim staționar de formă *triunghiulară*, valoarea *instantanee* a curentului de colector este proporțională cu valoarea *instantanee* a sarcinii în exces din bază, iar constanta de proporționalitate este τ_F, constantă care a fost introdusă în ecuația (8.2a) pentru regimul staționar. Adică :

$$i_C = \frac{-q_F}{\tau_F}, \tag{8.6a}$$

unde i_C reprezintă valoarea instantanee a curentului de colector [1] .

Valoarea instantanee a curentului de bază poate fi exprimată funcție de valoarea instantanee a sarcinii în exces din bază, admițînd că baza este neutră din punct de vedere electric și că purtătorii majoritari în exces care neutralizează purtătorii minoritari în exces injectați, pot intra în bază *numai* prin contactul bazei. Purtătorii majoritari din bază nu pot fi aduși prin joncțiuni deoarece ei sînt puțini atît în emitor cît și în colector, unde ei sînt purtători minoritari.[2] Deoarece purtătorii majoritari pot intra în bază numai prin contactul bazei, *sarcina din bază este determinată numai de către curentul de bază.*

Purtătorii majoritari care intră în bază pot fi separați în două componente. Prima componentă reprezintă purtătorii care contribuie la creșterea sarcinii de purtători majoritari în exces din bază și prin urmare are expresia, dq_F/dt. Cea de a doua componentă reprezintă purtătorii care întreține recombinarea purtătorilor în exces din bază și injecția de purtători majoritari din bază în emitor ; această componentă are expresia q_F/τ_{BF}. Se poate scrie atunci o ecuație care rezultă din principiul conservării purtătorilor majoritari din bază în regim dinamic :

$$-i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}}. \tag{8.6b}$$

De notat că i_B reprezintă valoarea instantanee a curentului (privit ca o deplasare de sarcină pozitivă) care *intră* în bază. Prin urmare $-i_B$ poate fi privit ca o măsură a numărului de electroni (care sînt purtători majori-

---

[1] Valorile instantanee totale ale tensiunilor la borne și ale curenților se notează în modul următor : simbolul cu literă mică, iar indicii cu literă mare (*NA*).

[2] Se presupune că multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului nu contribuie cu un număr important de purtători majoritari în bază. Din acest motiv această analiză este valabilă pentru tensiuni de colector care sînt mici în comparație cu tensiunea de străpungere (*NA*).

tari în baza unui tranzistor *pnp*) care *intră* în bază.[1] Trebuie observat că ecuația (8.6 b) este valabilă pentru orice viteză de variație a variabilelor de la bornele tranzistorului și a distribuției de sarcină, fiind prin urmare foarte generală.

În regim staționar, componenta de încărcare a bazei cu purtători în exces este nulă astfel că ecuația (8.6b) se reduce la expresia corespunzătoare din regim staționar (ec. 8.2b).

Ecuațiile 8.6 exprimă curenții de bază și de colector în funcție de sarcina în exces din bază; aplicînd ecuația lui Kirchhoff pentru curenți se obține curentul de emitor:

$$i_E = -(i_B + i_C) \tag{8.7a}$$

sau

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_F}{\tau_F}. \tag{8.7b}$$

Datorită faptului că în regim cvasi staționar distribuția sarcinii în exces din bază are forma triunghiulară, relația dintre sarcina q_F și tensiunea dintre emitor și bază, v_{EB} este similară celei din regim staționar dată de ecuația (8.5), adică (pentru $p_b'(0) \gg p_{bo}$):

$$q_F = \frac{q A W p_{bo}}{2} (e^{qv_{EB}/kT} - 1). \tag{8.8}$$

Modelul care descrie comportarea tranzistorului în regim dinamic determinat de ecuațiile (8.6), (8.7b) și (8.8) este denumit model cu *control prin sarcină*. Această descriere reflectă faptul că valoarea instantanee a curentului de colector este controlată de către sarcina în exces din regiunea neutră a bazei, atît în regim dinamic cît și în regim staționar.

Condiția restrictivă pe care trebuie s-o satisfacă curenții de la bornele tranzistorului pentru ca să fie îndeplinită condiția de regim cvasi staționar poate fi obținută din ecuația (8.7a). În condițiile funcționării la nivele mici de injecție, purtătorii minoritari din bază se deplasează numai prin difuzie. Prin urmare, curentul de purtători minoritari care trece printr-un plan oarecare din bază, este proporțional cu *panta* distribuției concentrației în exces în acest plan. De exemplu, curenții de emitor și colector pentru o distribuție instantanee în care q_F *crește*, trebuie să fie proporționali

[1] La deducerea relației între curentul de bază și sarcina din bază, s-a neglijat componenta curentului de bază necesară pentru a varia sarcina stocată în exces în emitor. În mod normal sarcina stocată în emitor este mică în comparație cu aceea stocată în bază astfel că aproximația este valabilă (*NA*).

cu pantele reprezentate în fig. 8.2. Dacă distribuția poate fi în mod rezonabil aproximată printr-un triunghi, panta la $x = 0$ nu poate diferi mult de panta la $x = W$. Cu alte cuvinte curentul de emitor nu poate avea o valoare mult diferită de cea a curentului de colector. Această condiție poate fi *îndeplinită numai dacă valoarea instantanee a curentului de bază nu este comparabilă cu valoarea instantanee a curentului de emitor sau*

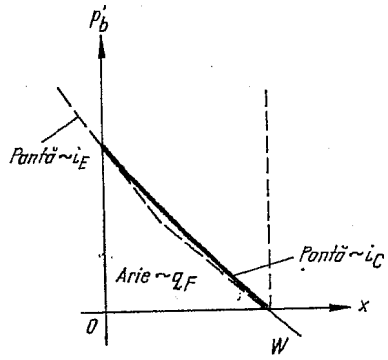


Fig. 8.2. Ilustrarea limitării impuse de presupunerea unui regim cvasistatic.

colector, așa cum rezultă din ecuația (8.7a). Această situație este întîlnită în majoritatea aplicațiilor practice deoarece în mod normal se cere la „ieșire" (colector) un curent mult mai mare decît curentul de la „intrare" (bază). Prin urmare, interesează în general situația în care curentul de bază este mic în comparație cu curentul de colector, chiar în regim dinamic.

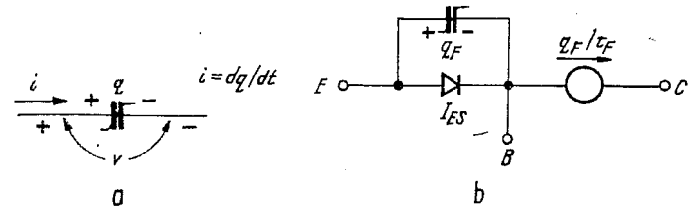


Fig. 8.3. Circuit echivalent pentru regimul dinamic, de semnal mare, pentru un tranzistor *pnp* în regiunea activă:
a — simbol pentru capacitatea neliniară; *b* — modelul de regim dinamic al tranzistorului.

Modelul cu control prin sarcină al tranzistorului lucrînd în regiunea activă, descris de ecuațiile (8.6), (8.7 b) și (8.8) poate fi reprezentat sub formă de circuit. Pentru a ajunge la acest circuit se va introduce noțiunea de capacitate neliniară sau element cu sarcină stocată, reprezentată în fig. 8.3*a*. Asemenea capacității din teoria rețelelor liniare, curentul

care circulă prin acest element este dat de derivata în raport cu timpul a sarcinii stocate în el, adică:

$$i = \frac{dq}{dt}. \tag{8.9a}$$

Cu toate acestea, spre deosebire de capacitatea liniară, sarcina stocată în acest element este o funcție *neliniară* de tensiunea aplicată pe el. În acest caz, sarcina este dată de expresia:

$$q = Q_{FO}\,(e^{qv/kT} - 1) \tag{8.9b}$$

unde

$$Q_{FO} = \frac{qAWp_{bo}}{2}. \tag{8.9c}$$

Constanta Q_{FO} definește astfel „valoarea" acestui nou element.

Folosind acestelement nou, ecuațiile modelului cu control prin sarcină, pot fi reprezentate sub forma unui circuit ca în fig. 8.3, *b*. Generatorul de curent dependent din colector este controlat de către sarcina q_F a elementului neliniar cu sarcina stocată în conformitate cu ecuația (8.6a). Curenții din ramurile din emitor se pot determina substituind ecuația (9.9b) în ecuația (8.7 b) obținîndu-se:

$$I_E = I_{ES}\,(e^{qv_{EB}/kT} - 1) + \frac{dq_F}{dt} \tag{8.10a}$$

unde

$$I_{ES} = Q_{FO}\left(\frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_{BF}}\right). \tag{8.10b}$$

Rezultă că ramura din emitor a circuitului conține o diodă ideală în paralel cu o capacitate neliniară așa cum se arată pe figură.

Este evident că acest model trebuie să se reducă la modelul de regim staționar din fig. 7.9, *a* cînd tensiunea v_{EB} este constantă (sau variază foarte lent). Pentru ca aceasta să aibă loc, constanta I_{ES} din ecuația (8.10) trebuie să fie egală cu $I_1\,(1 + \delta)$. Deasemenea, pentru ca modelele să coincidă este necesar ca în reprezentarea cu control prin sarcină, în regim staționar,

$$\left|\frac{i_C}{i_E}\right| = \alpha_F.$$

În acest fel, din ecuațiile (8.6 a) și (8.7 b) rezultă:

$$\alpha_F = \frac{q_F/\tau_F}{q_F\left(\frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_{BF}}\right)}$$

sau multiplicînd cu τ_{BF} se obține:

$$\alpha_F = \frac{\tau_{BF}/\tau_F}{\tau_{BF}/\tau_F + 1}.$$

Evident, această relație este satisfăcută dacă așa cum s-a mai impus

$$\frac{\tau_{BF}}{\tau_F} = \beta_F. \tag{8.11.}$$

Condițiile de lucru în care modelul de regim dinamic se reduce la modelul de regim staționar prezintă interes, întrucît definesc domeniul vitezelor de variație a mărimilor electrice în care poate fi folosit modelul de regim staționar. Din examinarea ecuației (8.6) rezultă că ea se reduce la ecuația (8.2) care împreună cu ecuația (8.5) definesc modelul de regim staționar, cînd:

$$\frac{dq_F}{dt} \ll \frac{q_F}{\tau_{BF}}$$

sau

$$\left(\frac{1}{q_F}\frac{dq_F}{dt}\right)\tau_{BF} \ll 1.$$

Termenul din paranteză reprezintă viteza de variație relativă a sarcinii q_F. Rezultă că *modelul de regim staționar se poate aplica dacă valoarea relativă a variației sarcinii* q_F *într-un timp egal cu* τ_{BF} *este foarte mică.* Deoarece τ_{BF} este în mod uzual mai mic decît 10^{-6}s și poate fi de ordinul a 10^{-8}s, modelul de regim staționar se poate aplica pentru variații foarte rapide.

8.1.2. Sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială

Pînă acum atenția a fost concentrată asupra consecințelor variației sarcinii în exces, stocată în regiunea neutră a bazei. Există de asemenea sarcină stocată în regiunile de sarcină spațială și atunci cînd tensiunile

de pe joncțiuni variază, aceste sarcini variază, iar acestor variații le corespund curenții de încărcare (sau descărcare). În cele ce urmează se va extinde modelul de regim dinamic ținînd cont și de acești curenți.[1)]

Sarcina stocată în oricare din cele două jumătăți ale stratului dipolar al joncțiunii emitorului este funcție de tensiunea v_{EB}, care determină grosimea regiunii de sarcină spațială. Se va nota cu q_{VE} diferența dintre valoarea sarcinii pentru o valoare oarecare a tensiunii v_{EB} și valoarea corespunzătoare echilibrului termic. Atunci, $q_{VE} = 0$ cînd $v_{EB} = 0$ și q_{VE} este pozitivă cînd joncțiunea se polarizează direct.

La un tranzistor *pnp*, unei *creșteri* a tensiunii v_{EB} îi corespunde o *creștere* a sarcinii q_{VE} și prin urmare un flux net de purtători majoritari spre interiorul celor două părți ale regiunii de sarcină spațială. Acest curent, care mărește sarcina în regiunea de sarcină spațială are expresia :

$$i = \frac{dq_{VE}}{dt}. \tag{8.12}$$

Acest curent trebuie adunat la curentul i_E (ec. 8.7) și scăzut din curentul i_B (dat de ec. 8.6b) cu scopul de a reprezenta efectul variației sarcinii din regiunea de saricnă spațială a emitorului.

La joncțiunea colectorului situația este analogă. Componenta q_{VC} a sarcinii variază ca urmare a variației tensiunii v_{CB} ; curentul de încărcare asociat afectează atît curentul i_C cît și curentul i_B. Adunînd curenții de încărcare (sau descărcare) cu cei asociați injecției purtătorilor în exces și stocați în regiunile neutre se obține :

$$i_C = -\frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VC}}{dt}; \tag{8.13a}$$

$$i_B = -\frac{dq_F}{dt} - \frac{q_F}{\tau_{BF}} - \frac{dq_{VE}}{dt} - \frac{dq_{VC}}{dt}; \tag{8.13b}$$

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VE}}{dt}. \tag{8.13c}$$

Întrucît curenții asociați variației sarcinii din regiunea de sarcină spațială sînt proporționali cu viteza de variație a sarcinii corespunzătoare, ei pot fi reprezentați printr-o capacitate neliniară definită în mod corespunzător. Relația între sarcina din regiunea de sarcină spațială și tensiunea aplicată joncțiunii pentru o joncțiune abruptă și una gradată liniar este reprezentată în fig. 4.16, repetată aici în fig. 8.4. Cele mai multe tranzistoare cu joncțiuni difuzate, au în apropierea colectorului un profil al impurității care este suficient de apropiat de modelul joncțiunii uniform gradate. Pe de altă parte profilul de impurități din apropierea emitorului este adesea suficient de abrupt pentru ca să poată fi utilizat modelul joncțiunii abrupte. Curbele din fig. 8.4 arată că, exceptînd domeniul tensiunilor mici de pe joncțiune, relația între sarcină și tensiune nu este puternic neliniară.

[1)] Acești curenți au mai fost întîlniți la analiza diodei semiconductoare (v §4.4.1.)(*NA*).

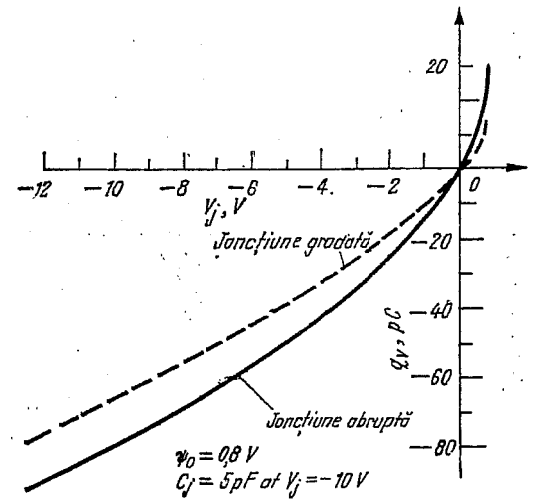


Fig. 8.4. Dependența de tensiune a sarcinii q_V reprezentînd sarcina de purtători majoritari care trebuie introdusă în fiecare din cele două regiuni ale stratului dipolar cînd tensiunea variază de la zero la valoarea V. Curbele sînt trasate pentru o joncțiune abruptă și una gradată liniar avînd aceeași capacitate diferențială la — 10 V.

Prin urmare aceste relații pot fi uneori modelate cu ajutorul unor capacități *liniare*. Valoarea capacității corespunde pantei curbei sarcină-tensiune, adică :

$$i = C_j \frac{dv}{dt} \tag{8.14a}$$

unde

$$C_j = \frac{dq_V}{dv}. \tag{8.14b}$$

Circuitul echivalent care se obține cînd se ține seama de efectul sarcinii stocate în regiunile de sarcină spațială prin introducerea unor capacități neliniare, este arătat în fig. 8.5. Acest circuit este echivalent modelului descris de ecuațiile (8.13).

Toate modelele deduse atît în cap. 7 cît și în acest capitol sînt modele valabile pentru *valoarea totală a semnalului*, întrucît ele reprezintă relații între valorile totale ale tensiunilor și curenților de la bornele tranzistorului[1]. Modelele de regim staționar din cap. 7 se aplică pentru studiul regimului staționar sau a regimului aproape staționar, în care variabilele de la borne variază suficient de lent pentru ca tranzistorul să se comporte ca în regim staționar. Pe de altă parte, modelul cu control prin sarcină pentru regim dinamic din acest capitol extinde domeniul de aplicație al modelelor de semnal mare incluzînd regiunile în care variabilele variază foarte rapid.

Cu toate că studiul efectuat este în întregime formulat pentru un tranzistor *pnp*, concluziile și modelele obținute sînt aplicabile tot atît de bine și unui tranzistor *npn*. Deoarece sarcina în exces din regiunea neutră a bazei q_F este prin definiție o mărime pozitivă pentru regiunea activă de lucru a tranzistorului atît pentru tranzistoarele *pnp* cît și pentru cele *npn*, toate componentele curenților care depind de q_F vor avea semn opus în tranzistoarele *npn*. În plus, termenii proveniți din variația sarcinii q_{VE} sau q_{VC} își schimbă de asemenea semnul deoarece purtătorii majoritari care încarcă sau descarcă regiunea de sarcină spațială au semn contrar în tranzistoarele *npn* în comparație cu tranzistoarele *pnp*. Rezultă că ecuațiile pentru un tranzistor *npn*, analoge ecuațiilor (8.8) și (8.13) vor fi:

$$q_F = \frac{qAWn_{bo}}{2}\left(e^{-qv_{EB}/kT} - 1\right); \tag{8.15a}$$

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} - \frac{dq_{VC}}{dt}; \tag{8.15b}$$

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_{VE}}{dt} + \frac{dq_{VC}}{dt}; \tag{8.15c}$$

$$i_E = -\frac{dq_F}{dt} - \frac{q_F}{\tau_{BF}} - \frac{q_F}{\tau_F} = \frac{dq_{VE}}{dt}. \tag{8.15d}$$

[1] Aceste modele sînt denumite și *modele de semnal mare* deoarece ele exprimă relații între variabile care pot fi mari, în comparație cu variabilele de semnal mic care vor fi discutate în cap. 11 și pentru care se va deduce un circuit echivalent de semnal mic (*NA*).

Circuitul echivalent al modelului cu control prin sarcină pentru un tranzistor *npn* este reprezentat în fig. 8.6; el poate fi comparat cu cel al tranzistorului *pnp* din fig. 8.5. De remarcat că dioda și generatorul dependent sînt inversate, iar toate cele trei capacități neliniare au polaritățile de semn opus.

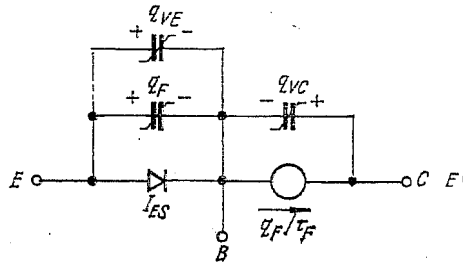


Fig. 8.5. Model de regim dinamic care ține seama și de curenții datorați sarcinii din regiunile de sarcină spațială.

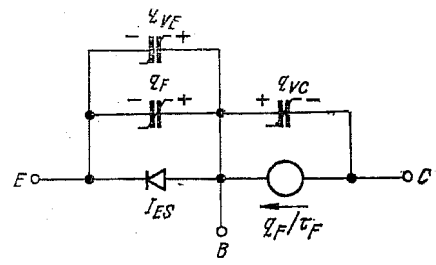


Fig. 8.6. Model de regim dinamic pentru un tranzistor *npn* (regiunea activă de lucru).

8.1.3. Comparație între sarcina stocată în regiunea neutră și sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială

Din discuțiile de pînă acum rezultă că pentru a schimba punctul de funcționare al tranzistorului este necesar să se introducă sau să se extragă sarcină prin contactul bazei. O parte din această sarcină care intră sau iese prin contactul bazei modifică sarcina stocată în regiunea neutră a bazei q, iar o parte din ea modifică sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială a joncțiunii emitorului și colectorului (q_{VE} și q_{VC}). Sarcinile q_F și q_{VE} depind explicit de valoarea instantanee a tensiunii emitor-bază, v_{EB}. Orice variație a tensiunii v_{EB} produce variația *ambelor* sarcini q_F și q_{VE} și componenta de încărcare (sau descărcare) a curentului de bază trebuie să se dividă ca atare.

O comparație între aceste două variații de sarcină este reprezentată în fig. 8.7, unde ambele sarcini q_F și q_{VE} sînt trasate funcție de tensiunea v_{EB}. Valorile numerice sînt tipice pentru tranzistoare cu siliciu de mică putere.[1] Curbele arată că pentru tensiuni emitor-bază mai mici decît aproximativ 0,45 V, sarcina din regiunea de sarcină spațială domină, în timp ce pentru tensiuni emitor-bază mai mari decît aproximativ 0,5 V (adică pentru curenți de colector de ordinul miliamperilor) domină sarcina din regiunea neutră a bazei. Aceste comparații arată că componenta de încărcare (sau descărcare) a curentului de bază contribuie în cea mai

[1] Graficele sînt trasate considerîndu-se o joncțiune gradată liniar (*NA*).

mare parte la variația sarcinii din regiunea de sarcină spațială dacă tensiunea pe joncțiunea emitor-bază este mai mică decît tensiunea de prag în timp ce pentru tensiuni mai mari decît tensiunea de prag curentul contribuie în cea mai mare parte la variația sarcinii din regiunea neutră a bazei.

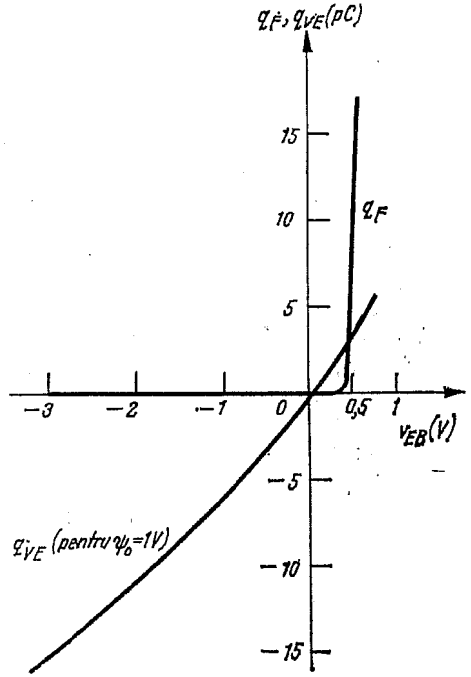


Fig. 8.7. Comparație între dependența sarcinii din regiunea neutră a bazei q_F și a sarcinii din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emitorului q_{VE}, de tensiunea aplicată pe joncțiunea emitor-bază, V_{EB}.

8.2. APLICAȚIILE MODELULUI CU CONTROL PRIN SARCINĂ

8.2.1. Amplificator de curent în conexiunea cu emitor comun

Tranzistorul *pnp* din circuitul din fig. 8.8, *a* este folosit ca amplificator în conexiunea cu emitor comun. Bateria din ochiul de la ieșire polarizează invers joncțiunea colector-bază. Ca urmare, dispozitivul lucrează ca un ventil comandat, semnalul de comandă fiind curentul de bază. Se vor analiza acum consecințele aplicării la momentul $t = 0$, a unui salt de curent de bază așa cum se arată în fig. 8.8, *b*. Pentru a determina răspunsul

tranzitoriu pentru curentul de colector se va folosi modelul de regim dinamic al tranzistorului dedus în § 8.1.

Bateria din colector V_{CC}, menține constantă tensiunea între colector și emitor. Variația tensiunii între emitor și bază este de ordinul zecimilor de volt (o creștere de 25 mV conduce la o creștere a curentului de colector cu factorul $e \approx 2{,}7$). Prin urmare atît tensiunea v_{EB} cît și tensiunea v_{CB} variază cu numai o fracțiune de volt.

Se va presupune deci că variația tensiunii pe joncțiuni este suficient de mică pentru ca variația sarcinii stocate în regiunile de sarcină spațială să fie neglijabilă în comparație cu variația sarcinii din regiunea neutră a bazei și se va folosi modelul cu control prin sarcină reprezentat în

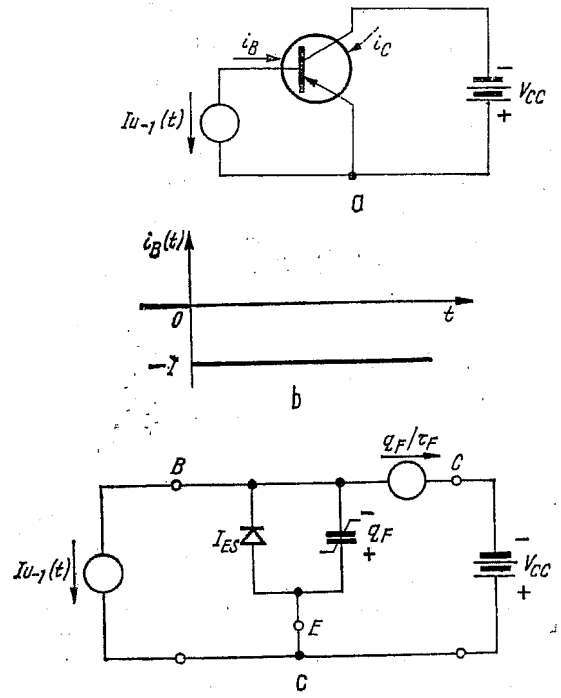


Fig. 8.8. Circuit în care V_{CB} este constant chiar dacă i variază:
a – circuit care permite funcționarea numai în regim normal; *b* – forma de undă a curentului de bază; *c* – circuitul rezultat prin înlocuirea tranzistorului cu modelul de regim dinamic; *d* – forma de undă a curentului de colector.

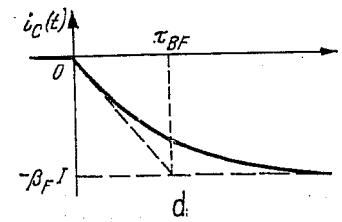


fig. 8.3, *b* pentru a caracteriza comportarea tranzistorului în circuit. Acest model apare în fig. 8.8, *c*.

Pentru $t < 0$, atît curentul de bază i_B cît și sarcina stocată în regiunea neutră a bazei sînt egale cu zero. La $t = 0$, curentul de bază variază prin

salt la valoarea $-I$ și începe procesul de acumulare a sarcinii în exces din bază în conformitate cu ecuația (8.6b). Soluția particulară a ecuației diferențiale liniare, de ordinul întîi neomogenă este :

$$(q_F)_p = I\tau_{BF} \tag{8.16a}$$

iar soluția ecuației omogene :

$$(q_F)_h = C\,e^{-t/\tau_{BF}}. \tag{8.16b}$$

Se obține soluția completă :

$$q_F(t) = (q_F)_p + (q_F)_h = I\tau_{BF}(1 - e^{-t/\tau_{BF}}) \tag{8.16c}$$

în care constanta de integrare C a fost dedusă din condiția inițială, $q_F(0+) = 0$. Valoarea instantanee a curentului de colector rezultă folosind ecuația (8.6a) :

$$i_C(t) = -I\frac{\tau_{BF}}{\tau_F}(1 - e^{-t/\tau_{BF}}). \tag{8.16d}$$

Întrucît raportul $\tau_{BF}\tau/_F$ este chiar factorul de amplificare în curent de regim staționar în conexiunea cu emitorul comun β_F, se obține :

$$i_C(t) = -\beta_F I(1 - e^{t/\tau_{BF}}) \tag{8.16e}$$

Forma de undă a curentului de colector este reprezentată în fig. 8.8, *d*. Curentul de colector variază cu constanta de timp τ_{BF} care este un parametru intern al tranzistorului.

Cu toate că acest exemplu particular ilustrează efectul unei comenzi care impune curentul de bază, modelul cu control prin sarcină poate fi de asemeni aplicat și pentru o comandă de la un circuit echivalent Thévenin oarecare. În această accepțiune, ecuațiile (8.6b) și (8.8) reprezintă o descriere parametrică a relației între i_B și $v_{\widetilde{EE}}$ în regim dinamic, în care q_F este parametrul.

Fie că sursa impune curentul de bază (ca în exemplul anterior) sau tensiunea între emitor și bază sau pur și simplu impune o relație curent-tensiune între bornele de emitor și bază, va trebui să se asigure că viteza de variație a sarcinii q_F impusă de către semnalul de comandă nu este prea mare. Un mod rezonabil de a verifica această restricție este să se compare, în orice moment, curentul de bază cu curentul de colector. Dacă curentul de bază nu este comparabil cu curentul de colector atunci cu siguranță distribuția de sarcină este aproximativ triunghiulară.[1)] Această condiție se întîlnește în cele mai multe circuite de importanță practică

[1)] În exemplul de față această condiție este îndeplinită în orice moment cu excepția intervalului de timp $0 < t < \tau_F$, cînd $|i_O|$ este mai mic decît $|i_B| = I_C$. Observînd forma de undă într-un circuit ca cel din fig. 8.8, rezultă că, în adevăr forma prezisă de modelul cu control prin sarcină este inexactă în acest domeniu ; forma de undă a curentului $i_C(t)$ are o pantă continuă, axa timpului fiind tangentă la curbă în punctul $t = 0$ Cu toate acestea cea mai mare variație a curentului de colector are loc pentru $t > \tau_F$, astfel că în acest interval de timp modelul este foarte precis (v [7.1] cap 10) (*NA*).

deoarece în mod normal circuitele trebuie să asigure o amplificare în curent, rezonabilă.

8.2.2. Amplificator comandat prin tensiune

În cele ce urmează se va considera amplificatorul din fig. 8.9, *a*, realizat cu un tranzistor *npn*. Circuitul diferă de cel din fig. 8.8, *a* prin aceea că la intrare nu se mai aplică un generator de curent ci un generator de

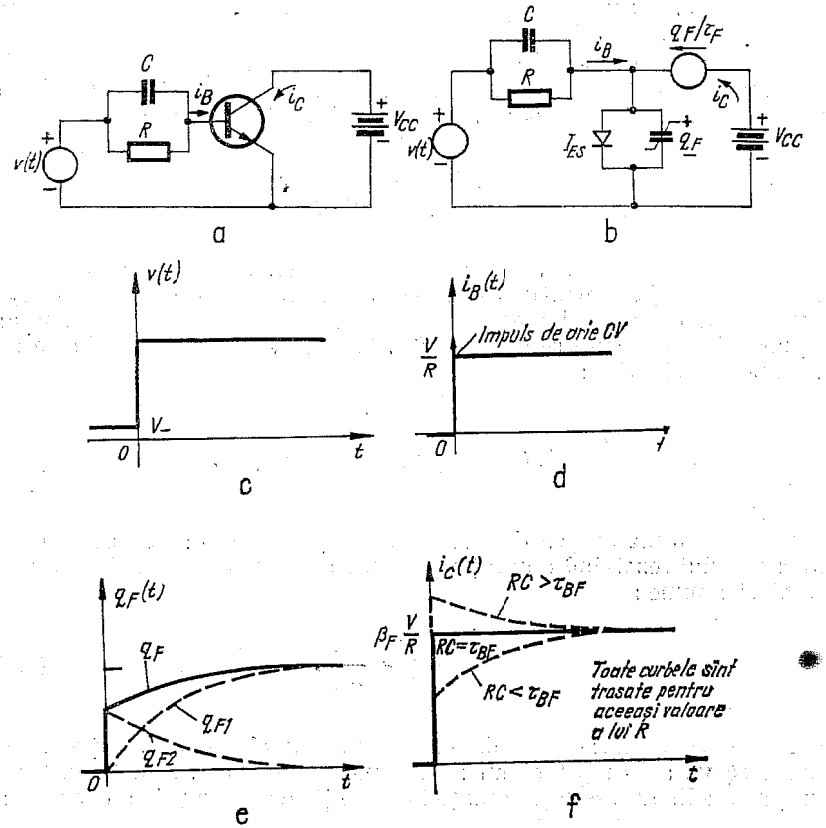


Fig. 8.9. Amplificator în conexiunea cu emitor comun cu capacitate de accelerare :

a — circuitul amplificator ; *b* — circuitul rezultat prin înlocuirea tranzistorului cu modelul de regim dinamic ; *c* — curentul de bază ; *d* — sarcina de bază ; *e* — tensiunea generatorului de semnal ; *f* — curentul de colector.

tensiune, în serie cu un grup RC în paralel. La $t = 0$ tensiunea generatorului variază prin salt de la valoarea V_- la valoarea V. Se presupune că V este mult mai mare decît V_- şi că V_- este puţin mai mic decît valoarea tensiunii de prag, adică de aproximativ 0,4 V. În felul acesta pentru $t < 0$, $i_B \approx 0$ şi $i_C \approx 0$. Este uşor de observat că variaţia tensiunii v_{EB}, care începe în momentul $t = 0$ este de numai cîteva zecimi de volt; întrucît tensiunea între colector şi emitor este fixă, se vor putea neglija componentele corespunzătoare variaţiei sarcinii din regiunile de sarcină spaţială rezultînd astfel un model pentru tranzistorul npn echivalent celui din fig. 8.3, *b*. Circuitul care se obţine folosind acest model pentru tranzistor este reprezentat în fig. 8.9,*b*.

Presupunînd că tensiunea V este mare în comparaţie cu valoarea maximă a tensiunii dintre emitor şi bază, curentul de bază se poate scrie direct în funcţie de tensiunea generatorului aplicat la intrare, adică :[1]

$$i_B = \frac{v(t)}{R} + C\frac{dv(t)}{dt}. \tag{8.17a}$$

Deoarece tensiunea $v(t)$ are forma unui semnal treaptă, iar curentul de bază este neglijabil pentru $t < 0$, cei doi termeni din expresia lui i_B au unul forma de semnal treaptă (primul termen) şi celălalt forma unui impuls Dirac aşa cum se arată în fig. 8.9, *d*. Adică, întrucît V este mult mai mare decît V_- :

$$i_B(t) \approx \frac{V}{R}u_{-1}(t) + CV v_0(t). \tag{8.17b}$$

În cele ce urmează se va deduce dependenţa de timp a sarcinii din baza tranzistorului rezolvînd o ecuaţie pentru tranzistorul npn analogă ecuaţiei (8.6b) şi anume :

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}}. \tag{8.17c}$$

În loc să se utilizeze metoda clasică pentru obţinerea soluţiei acestei ecuaţii se va aplica principiul suprapunerii efectelor avînd în vedere că ecuaţia este liniară. Soluţia ecuaţiei diferenţiale pentru prima componentă

[1]) În mod normal curentul de bază este o funcţie de diferenţa de tensiune $v(t) - v_{BE}$. Deoarece v_{BE} este cuprinsă între 0,4 şi 0,7 volţi, curentul de bază se poate aproxima prin ecuaţia (8.17a), dacă V este mult mai mare decît 0,7V. (*NA*)

a curentului de bază, care are forma unui semnal treaptă, se cunoaşte fiind dată de ecuaţia (8.16c) unde $I = V/R$ şi deci :

$$q_{F1}(t) = \frac{V\tau_{BF}}{R}(1 - e^{-t/\tau_{BF}}). \tag{8.18a}$$

Cea de a doua componentă a curentului de bază sub formă de impuls Dirac este egală cu derivata primei componente înmulţită cu RC. Prin urmare, componenta corespunzătoare a sarcinii din bază trebuie să fie derivata sarcinii q_{F1} înmulţită cu RC, adică :

$$q_{F2} = CVe^{-t/\tau_{BF}}. \tag{8.18b}$$

Sarcina totală din bază este :

$$q_F = q_{F1} + q_{F2} = \frac{V}{R}\tau_{BF}\left(1 - e^{-t/\tau_{BF}} + \frac{RC}{\tau_{BF}}e^{-t/\tau_{BF}}\right). \tag{8.18c}$$

Sarcina din bază împreună cu cele două componente ale ei sînt reprezentate în fig. 8.9, *e*. Valorile celor două componente din ecuaţia (8.18c) şi deci forma de undă a sarcinii q_F, depind evident de valoarea constantei de timp RC comparativ cu valoarea constantei τ_{BF}.

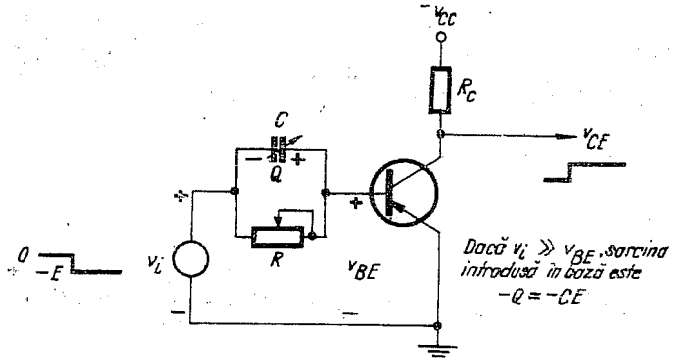
Dacă RC este egal cu τ_{BF}, sarcina din bază creşte instantaneu la valoarea finală, fără regim tranzistoriu, şi deci curentul de colector care are expresia :

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} \tag{8.19}$$

are forma unui semnal treaptă, aşa cum este reprezentat în fig. 8.9, *f*. Interpretarea fizică a acestei situaţii este imediată : impulsul de curent prin condensatorul C introduce în bază, la momentul $t = 0$, o sarcină suficientă pentru a aduce curentul de colector la valoarea finală instantaneu, iar saltul de curent prin rezistenţa R întreţine recombinarea purtătorilor din bază.

Dacă condensatorul este mărit astfel ca produsul RC să fie mai mare decît τ_{BF}, curentul de colector prezintă o supracreştere. În acest caz componenta de regim staţionar a curentului i_B nu este suficientă să întreţină recombinarea sarcinii introdusă iniţial de către condensatorul C, astfel că excesul iniţial de sarcină dispare prin recombinare, cu constanta de timp τ_{BF}.

Dacă dimpotrivă, condensatorul C este micşorat astfel ca produsul RC să fie mai mic decît τ_{BF}, componenta de regim staţionar a curentului i_B este mai mare decît cea necesară pentru a întreţine recombinarea sarcinii introdusă iniţial de capacitatea C, astfel că sarcina din bază creşte continuu pînă cînd curentul de bază devine egal cu curentul de recombinare din bază. Sensibilitatea formei de undă a curentului de colector faţă de



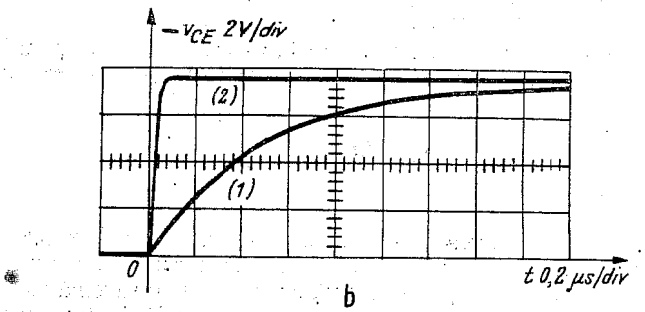


Fig. 8.10. Forma de undă a curentului de colector pentru două valori ale capacităţii C:
a — circuitul; *b* — forma de undă a tensiunii de colector; *1* — fără condensatorul C, răspunsul este cel din fig. 8.8,*d*; *2* — cu $RC = \tau_{BF}$

valoarea produsului RC comparativ cu τ_{BF}, poate fi folosită aşa cum se arată în cap. 22, la măsurarea constantei τ_{BF}.

Din cele de mai sus rezultă că efectul pe care-l are condensatorul din circuit, este de a accelera viteza de variaţie a curentului de colector (se va compara fig. 8.9, *f* cu fig. 8.8, *d*). Din acest motiv condensatorul este

denumit „condensator de accelerare", atunci cînd este folosit pentru a accelera viteza de comutare a tranzistorului din circuit.

Cu toate că analiza acestui circuit este simplă, sînt necesare unele precizări cu privire la valabilitatea modelului cu control prin sarcină în condiţiile în care el a fost utilizat. Este clar că curentul de bază *nu* este mai mic decît curentul de colector; la $t = 0$, curentul de bază are forma unui impuls Dirac în timp ce curentul de colector este aproximativ egal cu zero. Dar chiar în acest caz extrem, estimările pe baza modelului sînt totuşi, foarte precise. Această precizie este ilustrată în fig. 8.10 unde este reprezentat curentul $i_0(t)$ pentru $C = 0$ şi $RC = \tau_{BF}$. Rezultă clar că variaţia la momentul $t = 0$, pentru cazul în care $RC = \tau_{BF}$ este într-adevăr rapidă şi poate fi în mod rezonabil aproximată cu un salt. Desigur, dacă forma de undă a curentului de colector ar fi observată cu o bază de timp mult mai rapidă ar ieşi în evidenţă mai bine variaţia continuă din apropierea lui $t = 0$. Important este faptul că estimările pe baza modelului sînt suficient de exacte *în cadrul de referinţă stabilit de timpul* τ_{BF}. Rezultatele anticipate pe baza modelului cu control prin sarcină sînt suficient de exacte, chiar dacă condiţiile de lucru nesocotesc presupunerea cheie a funcţionării în regim cvasi static folosită la deducerea acestui model, deoarece sarcina în exces din bază se ajustează singură, foarte rapid, la distribuţia triunghiulară.

8.2.3. Amplificator cu sarcină rezistivă

Cu toate că circuitele considerate anterior reprezintă exemple simple de utilizare a modelului de regim dinamic pentru tranzistor, tranzistoarele în aceste circuite nu sînt utilizate ca ventile comandate deoarece nu este prevăzută o sarcină sau un dispozitiv de ieşire în circuitul colectorului.

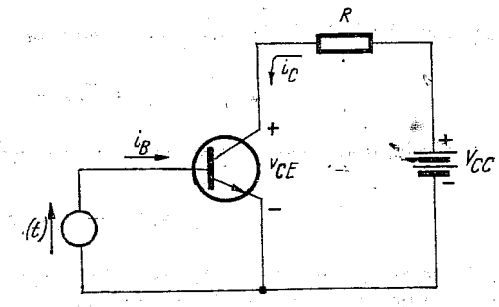


Fig. 8.11. Amplificator în conexiunea cu emitor comun, cu rezistenţă de sarcină.

Un circuit mult mai interesant este reprezentat în fig. 8.11; rezistenţa R reprezintă sarcina pe care tranzistorul debitează curent. Tranzistorul lucrează în regiunea activă atît timp cît i_C nu este prea mare.

Deoarece tensiunea între colector și emitor, v_{CE} variază fără îndoială cînd i_C variază, nu mai este posibil să se neglijeze curentul asociat variației sarcinii din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii colectorului. Se va neglija însă în continuare curentul datorat sarcinii q_{VE} întrucît variația tensiunii de polarizare directă de pe joncțiunea emitor-bază este foarte mică. Astfel, se folosește ecuația (8.15) în care se va neglija termenul dq_{VE}/dt. Cu scopul de a evita complicarea problemei cu ecuații neliniare, se va presupune că joncțiunea colectorului este gradată (vezi fig. 8.4) și că în domeniul de interes pentru v_{CB}, termenul dq_{VC}/dt poate fi reprezentat printr-o capacitate liniară, adică curentul,

$$i = \frac{dq_{VC}}{dt} = \left(\frac{dq_{VC}}{dv_{CB}}\right)\frac{dv_{CB}}{dt}$$

este înlocuit prin:

$$i = -C_{jc}\frac{dv_{CB}}{dt}. \tag{8.20}$$

Ecuațiile care interesează sînt atunci:

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} + C_{jc}\frac{dv_{CB}}{dt}; \tag{8.21a}$$

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} - C_{jc}\frac{dv_{CB}}{dt}. \tag{8.21b}$$

În circuitul de ieșire se poate scrie ecuația:

$$v_{CE} = V_{CC} - i_C R. \tag{8.21c}$$

În sfîrșit, deoarece s-a presupus că tensiunea v_{EB} este mică, se poate scrie:

$$v_{CB} = v_{CE} - v_{EB} \approx v_{CE}. \tag{8.21d}$$

Aceste patru ecuații (8.21) permit determinarea curentului i_C atunci cînd este cunoscut curentul i_B. Soluția ecuației omogene va conține două frecvențe naturale.

În loc să se determine această soluție în detaliu, se va face o nouă aproximație care va reduce setul de ecuații numai la o singură ecuație

avînd o singură frecvență naturală și o soluție foarte simplă. Aproximația se sprijină pe faptul că deși termenul corespunzător capacității joncțiunii ($C_{jc}dv_{CB}/dt$) apare atît în expresia curentului i_C cît și a curentului i_B, el are în general o pondere mult mai mare în ecuația curentului de bază întrucît curentul de colector este în mod uzual mult mai mare decît curentul de bază. Astfel, ecuația (8.21a), se poate înlocui cu ecuația:

$$i_C \approx \frac{q_F}{\tau_F}. \tag{8.22a}$$

Ca rezultat al acestei aproximații, ecuațiile (8.21b), (8.21c) și (8.21d) se reduc la ecuația:

$$i_B = \frac{dq_F}{dt}\left[1 + \frac{RC_{jc}}{\tau_F}\right] + \frac{q_F}{\tau_{BF}}. \tag{8.22b}$$

Dacă se modifică scara timpului prin înlocuirea lui t cu t', unde:

$$t' = \frac{t}{1 + \dfrac{RC_{jc}}{\tau_F}} \tag{8.23}$$

se obține ecuația:

$$i_B = \frac{dq_F}{dt'} + \frac{q_F}{\tau_{BF}}. \tag{8.24}$$

care este în mod formal aceeași ecuație cu cea folosită în exemplele precedente în care însă curenții datorați sarcinii din regiunile de sarcină spațială au fost neglijați. În acest mod, această tratare aproximativă valabilă atît timp cît factorul de amplificare în curent nu este prea mic, reduce problema la una care conține o singură constantă de timp și care a fost studiată anterior. Rezultatul va fi același dacă axa timpului va fi gradată în mod corespunzător. Efectul net al curentului datorat sarcinii q_{VC} este de reducere a vitezei răspunsului tranzistoriu al circuitului. În concordanță cu ecuația 8.23 timpul este *mărit* cu factorul $1 + RC_{jc}/\tau_F$.

Deși aceste exemple sînt suficiente pentru a crea o oarecare idee despre funcționarea în regim dinamic a circuitelor cu tranzistoare, este clar că natura puternic neliniară a modelului de regim dinamic reprezintă o importantă dificultate. Dacă se dorește să se facă calcule „cu creionul și hîrtia" atunci fie că se impun circuitului astfel de constrîngeri încît

neliniaritățile să nu intervină, așa cum a fost cazul în primele două exemple, fie că se fac în mod deliberat aproximații, ca în ultimul exemplu.

Din fericire, modelul cu control prin sarcină este foarte potrivit pentru metodele de calcul automat, astfel că cele mai multe probleme importante care sînt prea complexe pentru un calcul manual pot fi ușor rezolvate cu ajutorul calculatoarelor numerice, așa cum se va arăta în cap. 22.

PROBLEME

P 8.1. Să se verifice ecuațiile (8.3) exprimînd curentul de colector dat de ecuația (7.3) și curentul de bază dat de *suma* dintre ecuațiile (7.6a) și (7.6c) în funcție de sarcina q_F.

P 8.2. Tranzistorul *pnp* a cărui curbă de dependență a sarcinii de tensiune este reprezentată în fig. 8.7 lucrează într-un circuit în care tensiunea emitor-bază variază în limitele :

$$-3\ \text{V} < v_{EB} < 0{,}6\ \text{V}.$$

a) Se cere să se aproximeze sarcina stocată în regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emitorului printr-o capacitate liniarizată. Ce valoare va trebui să aibă această capacitatea pentru o bună coincidență în domeniul de tensiune, impus mai sus.

b) Tensiunea între emitor și bază este inițial egală cu -3 V ; ea variază rapid la 0,6 V, cînd curentul de colector are valoarea de 10 mA. Constanta de timp a curentului de colector τ_F are valoarea $5 \cdot 10^{-9}$ s. Cîtă sarcină trebuie introdusă prin contactul bazei în timpul acestei tranziții ? Se presupune că tranziția se face atît de repede încît se poate neglija sarcina pierdută prin recombinarea în timpul tranziției și că tensiunea între colector și bază nu variază, adică $dq_{VC} = 0$.

c) Ce fracțiune din sarcina care intră prin contactul bazei în timpul tranziției este absorbită de către regiunea de sarcină spațială a emitorului ? Ce fracțiune este absorbită de către regiunea neutră a bazei ?

d) Presupunînd un curent de bază *constant* în timpul tranziției descrisă la punctul *b*, a cărui valoare este de $-0{,}5$ mA se cere timpul în care se face tranziția :

Răspuns : *a*) $C_{JE} \approx 5{,}5$pF ; *b*) Aproximativ 70 pC ; *d*) 14 ns.

P 8.3. Problema se referă la circuitul din fig. 8.12, *a*, în care pe bază se aplică un generator cu rezistența internă R_S. Tensiunea electromotoare a generatorului variază prin salt la momentul $t = 0$ așa cum se arată în fig. 8.12, *b*. Se presupune că tranzistorul este descris de modelul din fig. 8.6 cu următorii parametrii :

$$\tau_F = 10^{-8}\ \text{s};$$

$$\beta_F = 50;$$

$$I_{ES} = 10^{-9}\text{A};$$

$$q_{VE} = 10^{-10}\,[\psi_0^{2/3} - (\psi_0 - v_{BE})^{2/3}]\ \ [\text{C}];$$

$$q_{VC} = 2 \cdot 10^{-10}\,[\psi_0^{2/3} - (\psi_0 - v_{BC})^{2/3}]\ \ [\text{C}],$$

unde $\psi_0 = 1$ V iar tensiunile v_{BE} și v_{BC} sînt exprimate în volți. Bateria $V_{CC} = 10$ V iar $R_S = 1\ \text{k}\Omega$.

a) Să se determine v_{BE}, v_{BC}, i_B și i_C pentru $t < 0$, cînd tranzistorul este blocat.

b) Să se determine q_{VE}, q_{VC} și q_F pentru $t < 0$.

c) Să se determine v_{BE}, v_{BC}, i_B și i_C pentru $t \gg 0$, cînd regimul tranzistoriu a luat sfîrșit.

d) Să se determine q_{VE}, q_{VC} și q_F pentru $t \gg 0$.

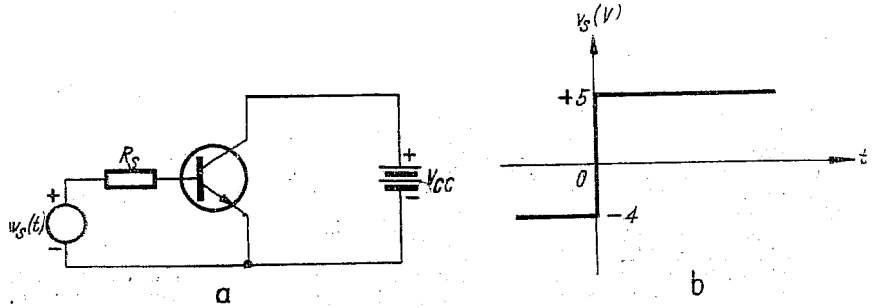


Fig. 8.12. Amplificator în conexiunea cu emitor comun ;
a — circuitul ; *b* — tensiunea generatorului de semnal.

e) Presupunînd că q_{VE} și q_{VC} sînt egale cu zero, să se deducă ecuația diferențială neliniară pentru $q_F(t)$, fără să se neglijeje tensiunea v_{BE} în comparație cu tensiunea v_S. Poate fi rezolvată această ecuație fără să se folosească metodele numerice ?

f) Se poate deduce o ecuație diferențială neliniară pentru $q_F(t)$ pentru cazul în care nu se neglijează sarcinile q_{VE} și q_{VC} ?

P 8.4. Problema se referă la o metodă aproximativă de determinare a regimului tranzistoriu a curenților din circuitul din fig. 8.12. Se presupune că modelul pentru tranzistor și valorile parametrilor din problema P 8.3 sînt valabile.

a) Să se determine valoarea tensiunii bază-emitor pentru care sarcina q_{VE} este egală cu q_F. Se notează această tensiune cu V_T.

Pentru tensiuni v_{BE} mai mici decît V_T se va presupune că sarcina q_F și curentul din dioda ideală sînt neglijabil de mici și se vor aproxima sarcinile q_{VE} și q_{VC} prin capacitățile liniare C_{JE} și C_{JC}.

b) Să se schițeze un model aproximativ de circuit care să se aplice pentru tensiuni $v_{BE} < V_T$. Să se specifice valorile pentru capacitățile C_{JE} și C_{JC}

c) Să se evalueze $i_B(t)$, $i_C(t)$ și $v_{BE}(t)$ pentru $0 < t < t_T$, unde t_T reprezintă timpul la care tensiunea v_{BE} devine egală cu V_T. Să se evalueze timpul t_T. Se va presupune că $v_S(t)$ are forma din fig. 8.12, *b*.

Pentru tensiuni v_{BE} mai mari decît V_T (sau în mod echivalent, pentru $t > t_T$) se presupune că sarcinile q_{VE} și q_{VC} sînt neglijabil de mici în comparație cu sarcina q_F și se neglijează *variația* tensiunii v_{BE} în comparație cu tensiunea v_S, adică se presupune că v_{BE}, este fixată la valoarea V_T pentru a determina curentul de bază al tranzistorului.

d) Să se schițeze un model aproximativ de circuit care să fie valabil pentru $t > t_T$.

e) Să se evalueze $i_B(t)$, $i_C(t)$ și $v_{BE}(t)$ pentru $t > t_T$. Trebuie reținut că pentru $t > t_T$ curentul de bază este constant iar sarcina q_F este *continuă* pentru $t = t_T$.

f) Să se schițeze și să se dimensioneze forma de undă completă pentru $i_B(t)$, $i_C(t)$ și $v_{BE}(t)$.

P 8.5. Problema se referă la circuitul din fig 8 8, *a*. Amplitudinea saltului curentului de bază este de 0,5 mA. Valoarea finală a curentului de colector este −10 mA, iar panta inițială a curbei curentului de colector funcție de timp este de 25 mA/μs. Să se determine valoarea parametrilor τ_F și τ_{BF}.

Răspuns: $\tau_F = 20$ ns, $\tau_{BF} = 0{,}4$ μs

P 8.6. Problema se referă la circuitul din fig. 8.9. Parametrii au valorile:

$$V_- = 0{,}3 \text{ V};$$

$$V = 15 \text{ V};$$

$$R = 20 \text{ k}\Omega.$$

Valoarea finală a curentului de colector este de 30 mA. Cînd $C = 60$ pF, curentul de colector crește la valoarea finală aproape instantaneu.

a) Să se determine valoarea parametrilor τ_F, τ_{BF} și β_F.

b) Presupunînd că C rămîne fixată la valoarea de 60 pF, dar că R scade la 15 kΩ să se calculeze, să se schițeze și să se dimensioneze curba $i_C(t)$.

c) Presupunînd că C crește la 100 pF, iar R rămîne fixată la valoarea de 20 kΩ, să se calculeze, să se schițeze și să se dimensioneze curba $i_C(t)$.

Răspuns: *a*) $\tau_F = 30$ ns, $\tau_{BF} = 1{,}2$ μs, $\beta_F = 40$.

P 8.7. Să se verifice ecuația (8.22b).

P 8.8. Problema se referă la ecuațiile diferențiale care descriu circuitul din fig. 8.11.

a) Să se reducă ecuațiile (8.21) la o ecuație diferențială de ordinul doi pentru $i_C(t)$. Curentul de bază $i_B(t)$ este funcția de comandă în această ecuație.

b) Se presupune că $\tau_{BF} = 10^{-7}$ s, $\tau_F = 10^{-9}$ s și $C_{jc} R = 10^{-8}$ s.

Să se calculeze cele două frecvențe naturale ale ecuației diferențiale dedusă în *a*) și să se compare aceste frecvențe naturale cu frecvența naturală din ecuația (8.24).

CAPITOLUL 9

TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE TIP MOS

CAPITOLUL 9

TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE TIP MOS

9.1. **Introducere**

9.2. **Proprietăţile electrice ale suprafeţei semiconductorului**

9.2.1. Concentraţia purtătorilor de sarcină la suprafaţă
9.2.2. Strat de sărăcire, de inversiune şi de acumulare

9.3. **Caracteristicile statice ale tranzistorului MOS**

9.3.1. Caracteristicile de drenă pentru tensiunea V mult mai mică decît tensiunea V_{GS}.
9.3.2. Caracteristicile statice de drenă pentru tensiunea V_{DS} comparabilă cu tensiunea V_{GS}.
9.3.3. Caracteristicile statice de drenă pentru tensiunea V_{DS} mai mare decît tensiunea V_{GS}.
9.3.4. Efectul sarcinii de suprafaţă.

9.4. **Modele de regim dinamic pentru tranzistoarele MOS**

9.4.1. Efecte capacitive.
9.4.2. Timpul de trecere.

9.5. **Aplicaţiile tranzistoarelor MOS**

9.5.1. Amplificator cu sursă comună.
9.5.2. Rezistenţă controlată prin tensiune.

Bibliografie
Probleme.

9

Tranzistoare cu efect de cîmp de tip MOS

9.1. INTRODUCERE

În cap. 1 a fost prezentat un dispozitiv activ în care acţiunea de control se realizează prin modularea unei conductanţe de către un cîmp electric : acesta este tranzistorul cu efect de cîmp de tip MOS (TEC-MOS), a cărui structură este prezentată în fig. 9.1. În acest dispozitiv cîmpul electric

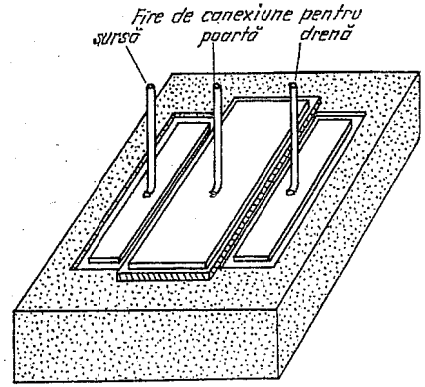


Fig. 9.1. Structură de tranzistor cu efect de cîmp de tip MOS.

creat în stratul izolator de către electrodul poartă, controlează sarcina electrică din canalul semiconductor, controlînd astfel curentul între sursă şi drenă.

Cunoştinţele privitoare la proprietăţile electrice ale semiconductoarelor sînt suficiente pentru un studiu cantitativ a tranzistorului cu efect de cîmp. Se va studia acest dispozitiv în detaliu pentru un scop dublu: acela de a înţelege procesele fizice şi a deduce un circuit echivalent care să descrie comportarea electrică a acestui dispozitiv activ. Ne vom îndrepta mai întîi atenţia asupra tranzistorului cu efect de cîmp cu o structură *metal-oxid-semiconductor* şi care poartă din acest motiv denumirea de tranzistor cu efect de cîmp de tip MOS[1]. Structura unui asemenea tranzistor cu canal de tip n este reprezentată în fig. 9.2. Acest tranzistor se realizează tehnologic folosind tehnica planară descrisă în cap. 5. Pentru

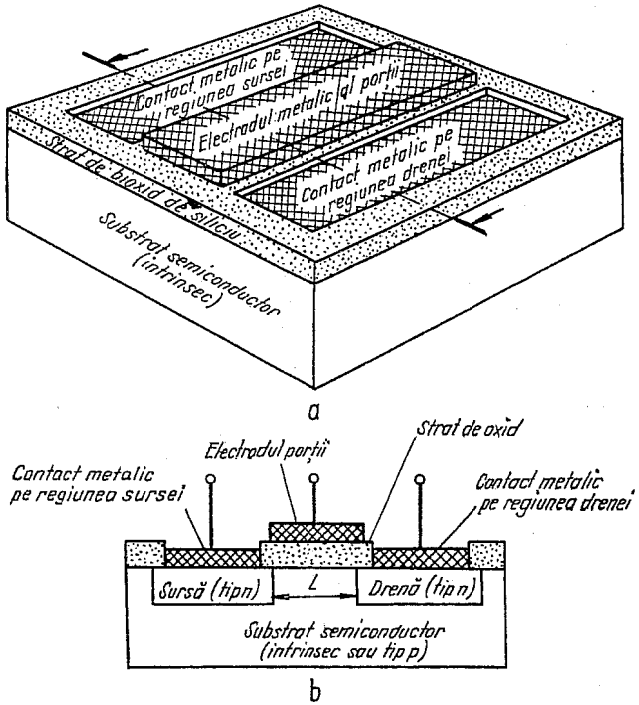


Fig. 9.2. Structură fizică a tranzistorului cu efect de cîmp de tip metal-oxid-semiconductor (TECMOS). Desenul nu este făcut la scară:
a — tranzistor MOS: *b* — secţiunea transversală prin dispozitiv.

[1] Acest dispozitiv mai poartă denumirea de tranzistor cu efect de cîmp cu poartă izolată. Această denumire precizează faptul că electrodul poartă este *izolat* faţă de canal de către stratul de oxid *(NA)*.

aceasta, se pleacă de la un substrat de tip p, intrinsec sau slab dotat cu impurităţi. Într-un prim proces, se realizează prin difuzie selectivă de impurităţi donoare două regiuni de tip n. Aceste regiuni care se pot vedea în fig. 9.2, *b* constituie regiunea sursei, respectiv a drenei tranzistorului. Se creşte apoi un strat de bioxid de siliciu pe întreaga suprafaţă a semiconductorului după care se deschid ferestre în stratul de oxid crescut pe suprafeţele regiunilor de drenă şi sursă. În final, se depune un strat subţire de metal în ferestrele practicate în oxid şi pe stratul de oxid cuprins între regiunea sursei şi drenei. Două din aceste regiuni metalizate realizează contacte ohmice cu regiunea drenei respectiv a sursei, iar a treia regiune, stratul metalic dintre sursă şi drenă, izolat faţă de semiconductor de către stratul de oxid, constituie electrodul poartă.

Este necesar să observăm că pentru a păstra claritatea structurii desenul nu este făcut la scară. Astfel în timp ce suprafaţa totală a substratului pe care este realizat tranzistorul este de aproximativ 150 μ^2, regiunile de drenă şi sursă au adîncimi de ordinul a 5—10 μ, iar distanţa dintre ele de 10—20μ (dimensiunea notată cu L în fig. 9.2, *b*). Stratul de oxid are de regulă o grosime de aproximativ 0,1μ.

Cînd electrodul poartă este lăsat în gol, nu există practic conducţie între sursă şi drenă. Aceasta deoarece regiunile de sursă şi drenă împreună cu regiunea din substratul semiconductor cuprinsă între aceste două regiuni formează două joncţiuni pn legate în opoziţie, astfel că indiferent de polaritatea tensiunii aplicate între sursă şi drenă, una din joncţiuni va fi polarizată invers, blocînd astfel calea de conducţie între sursă şi drenă prin semiconductorul intrinsec.

Cînd poarta este *pozitivată* faţă de regiunile de sursă şi drenă, în stratul de oxid de sub electrodul poartă, ia naştere un cîmp electric. Liniile de cîmp pleacă din sarcina pozitivă acumulată pe electrodul metalic care reprezintă poarta şi se termnă în sarcina negativă acumulată în semiconductor, într-un strat situat sub electrodul poartă. Această sarcină negativă este formată din *electronii* extraşi din regiunile de sursă sau drenă de îndată ce poarta se pozitivează. În fig. 9.3, *a* se reprezintă schematic situaţia din structură în aceste condiţii. Sarcina negativă din semiconductor este mobilă, astfel că datorită ei se crează o cale de conducţie, sau *canal*, între sursă şi drenă. Acest canal este indus de către electrodul poartă, iar conductanţa lui depinde de diferenţa de potenţial aplicată între poartă şi sursă sau între poartă şi drenă. Această dependenţă poate fi exprimată grafic fie reprezentînd conductanţa sursă-drenă, funcţie de diferenţa de potenţial dintre poartă şi sursă, V_{GS} (fig. 9.3, *b*),

$$G_C = \frac{I_D}{V_{DS}}$$

fie reprezentînd dependenţa curentului de drenă de diferenţa de potenţial dintre drenă şi sursă, avînd ca parametru tensiunea V_{GS}. Familia de

caracteristici din fig. 9.3, *c* reprezintă *caracteristicile de drenă* ale tranzistorului.

După cum se poate observa din fig. 9.3. tranzistorul MOS este un dispozitiv în care curentul din circuitul de drenă poate fi controlat de

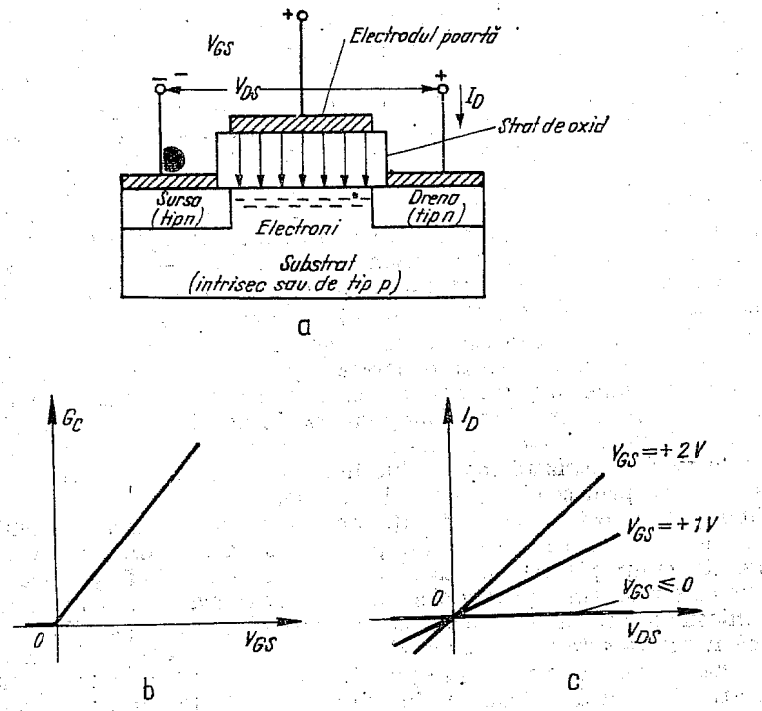


Fig. 9.3. Un canal conductor între sursă şi drenă poate fi indus pozitivînd grila în raport cu sursa şi cu drena:
a—situaţia fizică; *b*—conductanaţa între sursă şi drenă; *c*—caracteristicile de drenă.

către potenţialul electrodului poartă. Datorită bunei izolări realizată de către stratul de oxid, în circuitul de poartă va circula un curent neglijabil, astfel că puterea din circuitul porţii necesară pentru controlul puterii în circuitul care conţine sursa şi drena este neglijabil de mică.

În discuţiile de pînă acum s-a presupus în mod voit că diferenţa de potenţial între drenă şi sursă este mică în comparaţie cu cea dintre poartă şi sursă. În adevăr, în acest caz intensitatea cîmpului electric din oxid are practic aceeaşi valoare în orice punct de-a lungul canalului

indus, astfel că conductivitatea canalului este independentă de diferenţa de potenţial dintre drenă şi sursă. Dimpotrivă, dacă drena este la un potenţial *mai pozitiv* decît sursa iar diferenţa de potenţial dintre drenă şi sursă este comparabilă cu cea dintre poartă şi sursă, intensitatea cîmpului electric variază de-a lungul canalului aşa cum se arată în fig. 9.4,*a*. Cîmpul este intens la capătul dinspre sursă a canalului, acolo unde ten-

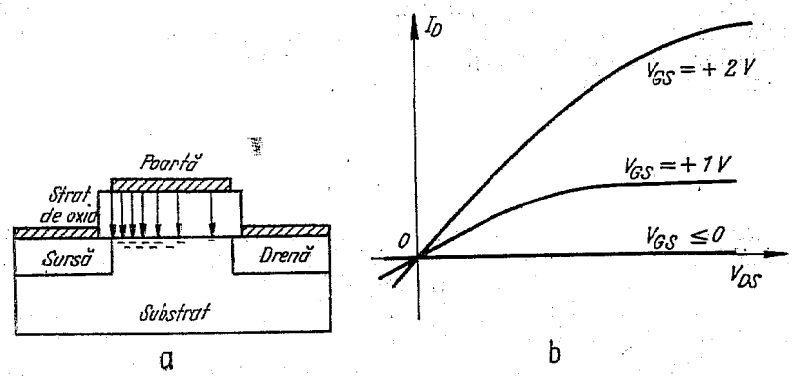


Fig. 9.4. Cînd tensiunea între drenă şi sursă nu este neglijabilă caracteristicile de drenă devin neliniare:
a—situaţia fizică; *b*—caracteristicile de drenă.

siunea pe stratul de oxid este V_{GS} şi mai redus la capătul dinspre drenă a canalului unde tensiunea pe stratul de oxid este mai mică decît V_{DS}. În acest caz densitatea sarcinii mobile indusă în canal variază de-a lungul canalului şi nu mai este posibil să se echivaleze canalul cu o conductanţă liniară. Caracteristicile de drenă devin neliniare aşa cum se arată în fig. 9.4, *b*. Pentru o valoare pozitivă fixă, a tensiunii V_{GS}, curentul de drenă se va satura la creşterea tensiunii V_{DS}. Saturarea se obţine atunci cînd căderea de tensiune pe stratul de oxid la capătul dinspre drenă devine zero. În acest caz, sarcina mobilă acumulată la capătul dinspre drenă a canalului este nulă. Creşterea în continuare a tensiunii V_{DS} nu va afecta curentul de drenă deoarece aşa cum se va vedea în §9.3 această creştere nu va mai influenţa valoarea densităţii sarcinii mobile indusă în cea mai mare parte din lungimea canalului.

În cele ce urmează se vor studia în detaliu procesele fizice din tranzistorul MOS cu scopul de a determina caracteristicile statice ale tranzistorului şi de a găsi un circuit echivalent care să descrie performanţele dispozitivului. Pentru aceasta vor fi studiate mai întîi unele proprietăţi ale suprafeţei semiconductorului şi se va deduce relaţia dintre cîmpul electric de la suprafaţa semiconductorului şi concentraţia purtătorilor de sarcină şi conductivitatea suprafeţei.

9.2. PROPRIETĂȚILE ELECTRICE ALE SUPRAFEȚEI SEMICONDUCTORULUI

9.2.1. Concentrația purtătorilor de sarcină la suprafață

Esențial în principiul de funcționare al tranzistorului MOS este *canalul* conductor indus la suprafața substratului semiconductor de către cîmpul electric creat în oxid de electrodul poartă. Dependența concentrației purtătorilor de sarcină induși în canalul conductor de cîmpul electric din oxid rezultă din teorema lui Gauss:

$$\oint_S \varepsilon \mathcal{E}_n \mathrm{d}S = Q. \tag{9.1}$$

În această expresie Q reprezintă sarcina din volumul limitat de suprafața închisă S, ε este permitivitatea dielectrică a oxidului, iar $\mathcal{E}n$ componenta normală la suprafața S, a cîmpului electric, sensul pozitiv fiind considerat spre exteriorul suprafeței. Sarcina Q din substratul semiconductor poate avea trei componente:

1. Sarcina de pe suprafață, notată cu γ_S. Este o sarcină imobilă de orice polaritate localizată la interfața oxid-semiconductor. Ea este datorată întreruperii periodicității rețelei cristaline a semiconductorului la suprafață și impurităților care sînt prinse la interfața oxid-semiconductor.

2. Sarcina de electroni mobilă din canal provenită din regiunea sursei și drenei sub influența tensiunii aplicate pe poartă. Această sarcină asigură conducția curentului electric prin canalul indus și deci funcționarea tranzistorului MOS.

3. Sarcina negativă fixă datorată ionilor creați în canal ca urmare a trecerii golurilor din regiunea canalului în sursă și drenă sub influența tensiunii V_{GS}. Este evident că această sarcină nu participă la conducția curentului electric.

Într-o primă analiză simplificatoare se va presupune că sarcina de suprafață γ_S este zero, urmînd ca ulterior, în§ 9.3.4.să se țină seama de ea. Se aplică teorema lui Gauss pentru o suprafață situată în regiunea suprafeței semiconductorului, după cum se arată în fig. 9.5. Se presupune că tensiunea V_{GS} este pozitivă, iar tensiunea V_{DS} este egală cu zero. Elementul de volum considerat este reprezentat în fig. 9.5 cu linie întreruptă, avînd ariile ΔA paralele cu interfața oxid semiconductor. Lățimea d a canalului se consideră suficient de mare astfel încît elementul de volum ales cuprinde întreaga regiune în care este indus canalul. În dispozitivele de siliciu această condiție este îndeplinită dacă d este de ordinul zecimilor de micron. Datorită faptului că densitatea de volum

a sarcinii din stratul de oxid este zero, cîmpul electric în oxid este constant și are direcția normală la interfața oxid-semiconductor. Notăm acest cîmp cu $\mathcal{E}_0$. În semiconductor la distanța d de interfața oxid-semi-

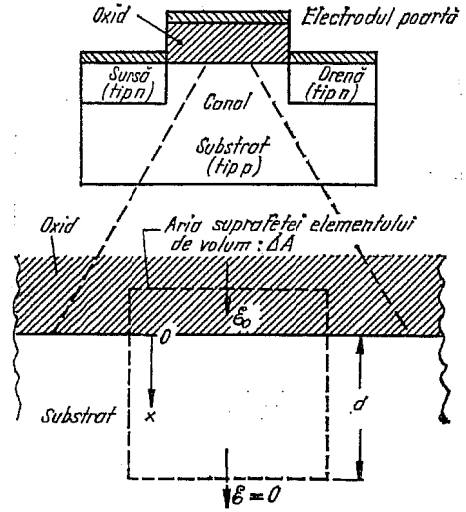


Fig. 9.5. Cîmpul electric din stratul de oxid este legat de sarcina de la suprafața semiconductorului prin teorema lui Gauss.

conductor, cîmpul electric este nul, astfel că aplicînd teorema lui Gauss, se obține:

$$\varepsilon \mathcal{E}_0 \Delta A = Q = \int_0^d \rho(x) \Delta A \, \mathrm{d}x, \tag{9.2}$$

unde ε reprezintă permitivitatea oxidului iar $\rho(x)$ densitatea de volum a sarcinii rezultată ca urmare a perturbării concentrației purtătorilor mobili de sarcină de către cîmpul electric din regiunea suprafeței semiconductorului. Această sarcină are expresia:

$$\rho(x) = q(\Delta p - \Delta n), \tag{9.3}$$

unde Δp și Δn reprezintă diferențele dintre concentrațiile de goluri și de electroni din canalul conductor și concentrația de goluri și de electroni din volumul semiconductorului.

9.2.2. Strat de sărăcire, de inversiune și de acumulare

În fig. 9.6. se arată efectul cîmpului electric din stratul de oxid, $\mathcal{E}_0$ asupra concentrației golurilor și electronilor din semiconductor din apropierea interfeței oxid-semiconductor. Pentru un cîmp $\mathcal{E}_0$ avînd sensul

pozitiv de la oxid spre semiconductor, cum s-a presupus în fig. 9.6, densitatea de sarcină ρ din canal este negativă, (fig. 9.6, *a*), în concordanţă cu expresia (9.2). Liniile cîmpului electric din oxid se termină

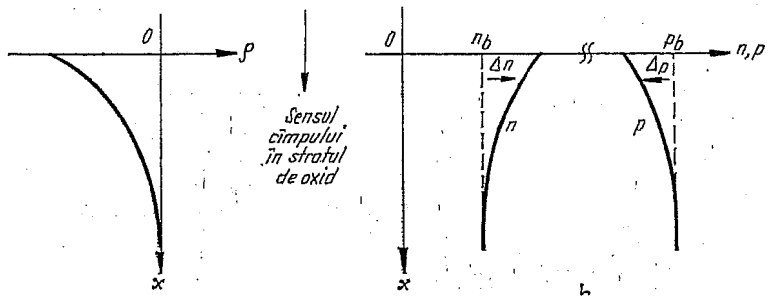


Fig. 9.6. Un strat de sărăcire se formează cînd concentraţia purtătorilor majoritari este uşor redusă de către cîmpul electric :
a — densitatea de sarcină ; *b* — concentraţiile purtătorilor.

în această sarcină care se crează ca urmare a creşterii concentraţiei de electroni şi scăderii concentraţiei de goluri faţă de situaţia din absenţa cîmpului electric aşa cum se arată în fig. 9.6, *b*. Mai exact, liniile de cîmp se termină în parte în aceşti electroni în exces şi în parte în ionii acceptori ionizaţi.

Distribuţia densităţii de sarcină reprezentată în fig. 9.6, *a* este, pentru fiecare valoare a lui x, proporţională cu diferenţa dintre perturbaţiile Δn şi Δp, în concordanţă cu relaţia (9.3). Valoarea concentraţiei purtătorilor de sarcină neperturbată de către cîmpul electric este caracteristică volumului semiconductorului şi este notată în fig. 9.6 cu n_b şi p_b. Pentru cazul ilustrat, substratul este de tip p ; sub influenţa cîmpului electric din oxid, concentraţia golurilor din apropierea suprafeţei semiconductorului este mai mică decît cea din volum, deci canalul are o conductibilitate de tip p mai redusă decît cea a volumului semiconductorului. Canalul este în acest caz un *strat de sărăcire*, pentru că concentraţia purtătorilor majoritari este *mai redusă* la suprafaţă faţă de concentraţia din volum.

Distribuţia spaţială a sarcinii din canal se poate determina folosind teorema lui Gauss şi ecuaţia lui Boltzman (ec. 3.36) care dă dependenţa între concentraţia purtătorilor şi potenţialul electrostatic (v. problema P. 9.1.).

În cazul în care substratul de tip p este slab dotat cu impurităţi sau cînd cîmpul electric la suprafaţa semiconductorului este foarte intens, concentraţiile purtătorilor la suprafaţa semiconductorului pot fi inversate ca valori după cum se poate vedea în fig. 9.7. Aici, deşi substratul semiconductor este de tip p, există în apropierea suprafeţei un strat de tip n,

separat de volumul semiconductorului de o regiune cu sarcină spaţială asociată unei joncţiuni pn, (fig. 9.8). Canalul este în acest caz un *strat de inversiune*.

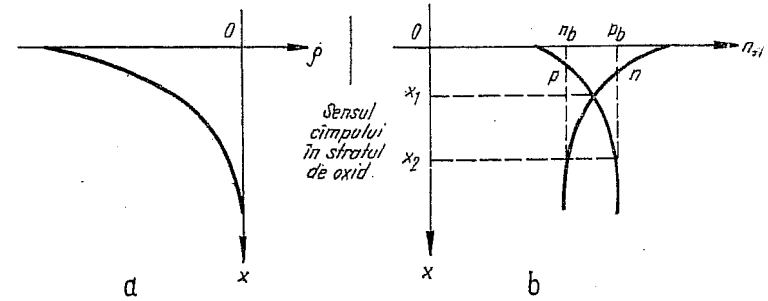


Fig. 9.7. Un strat de inversiune se formează cînd cîmpul electric este suficient de puternic pentru a inversa concentraţiile de purtători în apropierea suprafeţei :
a — densitatea de sarcină ; *b* — concentraţiile purtătorilor.

Stratul de inversiune este cuprins între $x = 0$ şi $x = x_1$. La $x = x_1$ concentraţiile purtătorilor de sarcină sînt egale. Regiunea de sarcină spaţială este cuprinsă între x_1 şi x_2 după cum se poate vedea din fig. 9.7 şi fig. 9.8.

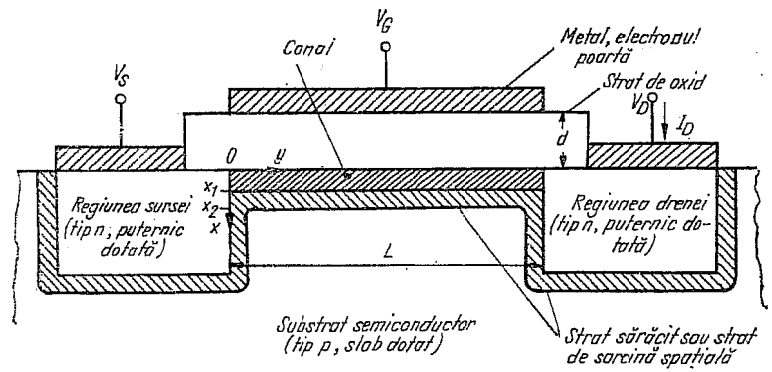


Fig. 9.8. Stratul de inversiune este izolat de substratul pe care este format printr-un strat de sărăcire, adică, s-a format o joncţiune pn.

Din cele de mai sus rezultă clar că este posibil să se formeze un canal de tip diferit, fie prin inversarea cîmpului electric de la suprafaţa semiconductorului de tip p, fie prin utilizarea ca substrat a unui semicon-

ductor de tip n. Spre exemplu, în fig. 9.9 este reprezentată dependența de x a concentrațiilor purtătorilor de sarcină și a densității de sarcină pentru cazul în care la suprafața unui semiconductor de tip n se aplică

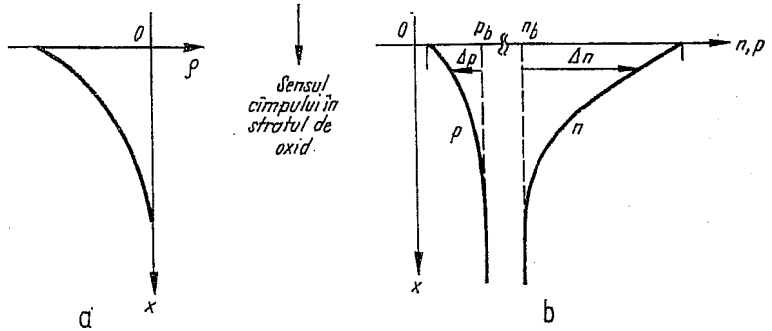


Fig. 9.9. Un strat de acumulare se formează cînd cîmpul electric mărește concentrația purtătorilor majoritari :
a – densitatea de sarcină ; *b* – concentrația purtătorilor.

un cîmp electric pozitiv ca în exemplul anterior. Întrucît cîmpul electric atrage la suprafață sarcina negativă, la suprafața semiconductorului concentrația de electroni va fi mai mare decît în volum, prin urmare se formează aici un strat denumit *strat de acumulare*.

Pentru calculul valorilor perturbațiilor Δn și Δp în oricare din cele trei tipuri de straturi discutate mai sus, se va presupune că dielectricul este fără pierderi și că tensiunea V_{DS} este zero. În aceste condiții curentul în structură este zero după orice direcție. Pentru direcția x putem scrie :

$$J_{hx} = q\mu_h p \mathcal{E}_x - q D_h \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}; \tag{9.4a}$$

$$J_{ex} = q \mu_e n \mathcal{E}_x + q D_e \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}. \tag{9.4b}$$

unde $\mathcal{E}_x$ este intensitatea cîmpului electric în substrat și în canal. Deoarece nu circulă curent după direcția x,

$$J_{hx} + J_{ex} = 0.$$

Din condiția de echilibru detaliat (§2.2.1) rezultă că *independent*, componentele J_{hx} și J_{ex} trebuie să fie egale cu zero. Această condiție este

aceeași cu cea care a fost impusă unui material semiconductor la echilibru, și deci se va ajunge la aceiași concluzie. În esență, în canal,

$$np = n_i^2 \tag{9.5}$$

sau

$$(n_b + \Delta n)\ (p_b + \Delta p) = n_i^2. \tag{9.6}$$

Pentru a compara valorile perturbațiilor Δn și Δp se vor introduce în ecuația 9.6 valori numerice tipice. Pentru siliciu la temperatura camarei, $n_i \approx 10^{10}$ cm^{-3} ; se presupune că substratul de tip p are $p_b = 10^{12}$ cm^{-3} și deci $n_b = 10^8$ cm^{-3}. Dacă într-un punct oarecare din canal, $\Delta n \approx \approx 10^{14}$ cm^{-3}, atunci din relația (9.6) rezultă :

$$p_b + \Delta p = \frac{10^{20}}{10^8 + 10^{14}} \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

iar

$$\Delta p = 10^6 - 10^{12} \approx -10^{12} \text{cm}^{-3}.$$

Deci în acest caz, Δn este cu două ordine de mărime mai mare decît $|\Delta p|$. Este evident că indiferent cît de mare este Δn, Δp este limitat la valoarea de -10^{12} cm^{-3}, valoare care corespunde sărăcirii complete de goluri a canalului. Pentru orice valoare a lui Δn mai mare decît 10^{14} cm^{-3}, Δn va fi mult mai mare decît Δp și ecuația 9.3 se poate aproxima cu ecuația :

$$\rho = q(\Delta p - \Delta n) \approx -q\Delta n. \tag{9.7}$$

Tensiunea pe electrodul poartă necesară pentru a produce un strat de inversiune în care $\Delta n \approx 10^{14}$ cm^{-3} este de ordinul a 3 mV pentru un strat de oxid de 0,1μ grosime (vezi problema P 9.1).

9.3. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI MOS

9.3.1. Caracteristicile de drenă pentru tensiunea V_{DS} mult mai mică decît tensiunea V_{GS}

Sub influența cîmpului electric din oxid, variază concentrația purtătorilor de sarcină din apropierea suprafeței semiconductorului influențînd astfel conductivitatea semiconductorului în această regiune, deci a cana-

lului. Această modulație a conductivității canalului stă la baza funcționării tranzistorului MOS. Se va determina mai întîi variația acestei conductivități în funcție de variația concentrației purtătorilor de sarcină din canal iar în final funcție de $\rho(x)$ și de cîmpul electric din oxid $\mathcal{E}_o$.

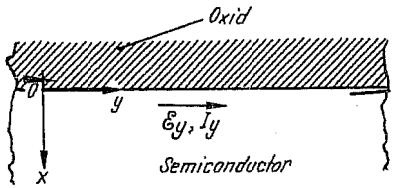


Fig. 9.10. Conductanța canalului se definește pentru linii de curent paralele cu interfața oxid-semiconductor.

Într-un tranzistor MOS liniile curentului electric dintre sursă și drenă sînt paralele cu interfața oxid-semiconductor. În sistemul de coordonate din fig. 9.10, curentul electric circulă prin canal în direcția y. Se va calcula curentul I_y rezultat din deplasarea sarcinii mobile din canal sub influența cîmpului electric după această direcție, notat cu $\mathcal{E}_y$.

Se va presupune un canal de tip n reprezentînd un strat de inversiune puternică pe un substrat de tip p. În acest caz, conducția din canal este datorată în principal electronilor. Se înțelege că demonstrația ce urmează poate fi adaptată și pentru un canal puternic de tip p.

Curentul I_y rezultat din deplasarea electronilor în canal poate fi exprimat funcție de perturbația concentrației de electroni din canal Δn. Densitatea acestui curent este dată de expresia:

$$J_y = q\,\mu_e\,\Delta n\,\mathcal{E}_y \tag{9.8}$$

unde μ_e este mobilitatea electronilor. Trebuie observat că întrucît concentrația Δn variază cu x, scăzînd cînd x crește, conductivitatea canalului variază cu x[1]. Intensitatea curentului după direcția y asociat concentrației Δn va fi:

$$I_y = q\,\mu_e\,h\int_0^d \Delta n\,\mathcal{E}_y\,\mathrm{d}x, \tag{9.9a}$$

unde h reprezintă lățimea canalului, adică dimensiunea canalului pe direcția perpendiculară pe planul fig. 9.10. Limita superioară a integralei din expresia 9.9a, se alege astfel încît să includă întreaga regiune a canalului, adică întreaga regiune în care Δn este diferit de zero. Se va restrînge

[1]) Se presupune că mobilitatea este independentă de x. De fapt datorită ciocnirilor de la suprafață mobilitatea este mai redusă în apropierea interferenței, variind cu x (NA).

mai întîi discuția la cazul în care tensiunea V_{DS} este mult mai mică decît tensiunea V_{GS}. În această ipoteză cîmpul electric în oxid $\mathcal{E}_o$ este practic constant în lungul canalului așa cum este reprezentat în fig. 9.3, *a*. Cu alte cuvinte $\mathcal{E}_x$ este independent de y. Aceasta rezultă din ecuațiile Maxwell, deoarece întrucît:

$$\oint_c \mathcal{E}\ \mathrm{ds} = 0$$

rezultă că $\mathcal{E}$ trebuie să fie independent de x. În această ipoteză, ecuația (9.9a) devine:

$$I_y = q\,\mu_e\,h\,\mathcal{E}_y\int_0^d \Delta n\ \mathrm{d}x. \tag{9.9b}$$

Pentru calculul integralei din (9.9b) se exprimă Δn funcție de $\mathcal{E}_o$ și apoi funcție de V_{GS}. Întrucît în regim staționar nu circulă curent de grilă chiar dacă tensiunea V_{DS} este diferită de zero, ecuația (9.6) rămîne valabilă. Prin urmare presupunînd un strat de inversiune puternică din ecuațiile (9.2) și (9.7), se obține:

$$-\varepsilon\,\mathcal{E}_o = \int_0^d -q\,\Delta n\,\mathrm{d}x. \tag{9.10}$$

Combinînd ecuațiile (9.10) și (9.9,b) rezultă:

$$I_y = \varepsilon\mu_e\,h\,\mathcal{E}_y\,\mathcal{E}_o. \tag{9.11}$$

Această ecuație arată o dependență *liniară* a curentului după direcția y de cîmpul electric din oxid orientat după direcția x și de cîmpul electric după direcția y. Această dependență a curentului care circulă între drenă și sursă de cîmpul electric din oxid poartă numele de *efect de cîmp*; aceasta este mecanismul fizic principal care stă la baza funcționării tranzistorului MOS.

Ecuația (9.11) poate fi folosită pentru a verifica caracteristicile de drenă postulate în fig. 9.3,*c*. Deoarece s-a presupus că $\mathcal{E}_x$ este independent de y, din ecuația 9.10. rezultă că Δn este de asemeni independent de y. Distribuția de sarcină după direcția y fiind uniformă, cîmpul $\mathcal{E}_y$ este constant, și deci:

$$\mathcal{E}_y = -\frac{V_{DS}}{L} \tag{9.12}$$

unde L este lungimea canalului. Neglijînd diferenţele de potenţial de contact se obţine de asemeni :

$$\mathcal{E}_o \approx \frac{V_{GS}}{W}. \tag{9.13}$$

unde W este grosimea stratului de oxid.
Înlocuind expresiile (9.12) şi (9.13) în ecuaţia (9.11) se obţine :

$$I_D = -I_v = \frac{\varepsilon \mu_e h}{LW} V_{DS} V_{GS}. \tag{9.14a}$$

Se observă dependenţa liniară a curentului I_D de tensiunile V_{DS} şi V_{GS} aşa cum s-a postulat în 9.1 şi în fig. 9.3, *c*. Curentul I_D poate fi exprimat şi în funcţie de conductanţa drenă-sursă G_C :

$$G_C = \frac{I_D}{V_{DS}} = \frac{\varepsilon \mu_e h}{LW} V_{GS}. \tag{9.14b}$$

Această expresie confirmă reprezentarea grafică a pantei din G_C fig.9.3, *b* În cazul unui canal de tip p se obţine o relaţie similară cu (9.11) însă cu altă valoare pentru constanta de proporţionalitate (vezi problema P 9.2).

Dacă Δn şi Δp sînt comparabile, adică dacă canalul *nu este* puternic extrinsec, curentul care circulă prin canal *nu* mai depinde liniar de cîmpul electric din oxid; ecuaţia (9.11) nu mai este valabilă în acest caz (vezi problema P 9.3).

Revenind la expresia curentului care circulă prin canal (ecuaţia 9.14a) trebuie să se observe că ea a fost dedusă considerîndu-se doar curentul datorat concentraţiei de electroni din canal în exces faţă de concentraţia de electroni din substratul semiconductor, adică concentraţia Δn şi *nu* concentraţia $n_b + \Delta n$. Curenţii de cîmp asociaţi concentraţiei de electroni din substrat n_b şi concentraţiei de goluri din substrat p_b au fost neglijaţi deoarece aceşti curenţi nu contribuie efectiv la curentul care circulă prin canal între sursă şi drenă. În adevăr, într-un tranzistor MOS cu canal de tip n aşa cum este cel care a fost considerat în discuţia de mai sus, substratul este în mod uzual un semiconductor de tip p slab dotat cu impurităţi. În consecinţă orice drum între sursă şi drenă, prin substrat, trebuie să treacă prin două joncţiuni legate în opoziţie. Indiferent de polaritatea tensiunii drenă-sursă una din aceste joncţiuni este polarizată invers şi prin urmare nu permite trecerea unui curent important prin substrat. Stratul de inversiune produs de către

cîmpul electric din oxid este de tip n şi prin urmare între canal şi regiunea sursei şi drenei ,există un contact bun astfel că prin canal poate trece un curent important. Acesta este curentul dat de expresia (9.11). Canalul de tip n este izolat de substratul de tip p de către o joncţiune pn aşa cum se arată în fig. 9.8.

9.3.2. Caracteristicile statice de drenă pentru cazul în care tensiunea V_{DS} este comparabilă cu tensiunea V_{GS}

Pentru tensiuni V_{DS} comparabile cu V_{GS} nu se mai poate neglija căderea de tensiune în lungul canalului la determinarea cîmpului electric în oxid, $\mathcal{E}_o$. Se notează cu $V(y)$ diferenţa de potenţial între un punct oarecare situat în canal, la interfaţa oxid-substrat semiconductor şi electrodul sursă. Această diferenţă de potenţial este o funcţie de distanţa y din lungul canalului datorită componentei după direcţia y a cîmpului electric din canal care dă naştere curentului electric de drenă. Diferenţa de potenţial pe stratul de oxid, în orice punct y va fi atunci :

$$V_{GS} - V(y)$$

iar cîmpul electric din stratul de oxid, care corespunde lui $\mathcal{E}_o$ în fig.9.5 este :

$$\mathcal{E}_o = \frac{V_{GS} - V(y)}{W}. \tag{9.15}$$

Se presupune din nou că stratul de inversiune produs de către cîmpu electric este de tip n şi este extins pe întreaga lungime a canalului. Curentul total care circulă prin canal conform ecuaţiei(9.9a) va fi :

$$I_v = q\, h \mu_e \int_0^d \mathcal{E}_y \Delta n \, dx. \tag{9.16}$$

Din ecuaţiile Maxwell se cunoaşte că :

$$\oint_c \mathcal{E}\, ds = 0 \tag{9.17a}$$

sau sub formă direfenţială :

$$\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} = \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x}. \tag{9.17b}$$

Datorită faptului că $\mathcal{E}_x$ este funcție de y rezultă că $\mathcal{E}_y$ trebuie să fie funcție de x. La limita superioară a canalului $\mathcal{E}_x$ este aproximativ egal cu $\mathcal{E}_o$, cîmpul electric din stratul de oxid. Prin urmare, din ecuația (9.15) se obține că la limita superioară a canalului,

$$\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} = -\frac{1}{W}\frac{\partial V(y)}{\partial y} = \frac{1}{W}\mathcal{E}_y. \tag{9.18}$$

Aducînd în ecuația (9.17b) relația (9.18) se obține:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x} = \frac{\mathcal{E}_y}{W}. \tag{9.19}$$

Ecuația (9.19) determină panta componentei $\mathcal{E}_y$ chiar la limita superioară a canalului. Se cunoaște că $\mathcal{E}_x$ scade pe măsură ce ne depărtăm de limita superioară a canalului, deci pe măsură ce se pătrunde în canal; este rezonabil atunci să se presupună că $\partial\mathcal{E}_x/\partial y$ scade de asemeni. În această situație, ecuația (9.19) exprimă valoarea *maximă* a lui $\partial\mathcal{E}_x/\partial x$, iar pentru valori mai mari pentru x, adică pe măsură ce se pătrunde mai mult în canal, panta va fi mai mică.

Rezultă că pentru distanțele d mici, variația relativă a lui $\mathcal{E}_y$ va fi cel mult:

$$\frac{\Delta\mathcal{E}_y}{\mathcal{E}_y} = \frac{\Delta x}{W} = \frac{d}{W}. \tag{9.20}$$

Din ecuația (9.20) rezultă că în cazul în care adîncimea canalului, d este mult mai mică decît grosimea stratului de oxid w, valoarea componentei $\mathcal{E}y$ nu se modifică substanțial în intervalul corespunzător limitelor integralei din ecuația (9.16), astfel că se poate scrie:

$$I_y \approx qh\,\mu_e\,\mathcal{E}_y \int_0^d \Delta n\,\mathrm{d}x. \tag{9.21}$$

Ținînd cont de ecuațiile (9.10) și (9.15) se obține:

$$I_y = h\,\mu_e\,\varepsilon\mathcal{E}_y\left[\frac{V_{GS}-V(y)}{W}\right]. \tag{9.22}$$

Relația (9.22) a fost dedusă în ipoteza unui strat de inversiune puternică deci nu este valabilă pentru diferențe $V_{GS}-V(y)$ de valori mici. Așa cum s-a

discutat în § 9.2 în acest caz curentul electric din canal nu depinde liniar de cîmpul electric de la suprafața semiconductorului. Prin urmare calculele de mai sus nu sînt valabile pentru tensiuni pe stratul de oxid mai mici de cîțiva milivolți (vezi problema P 9.1).
Înlocuind în ecuația (9.22) expresia (9.18) pentru componenta $\mathcal{E}y$ se obține:

$$I_y = -\frac{h\mu_e\varepsilon}{W}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}y}[V_{GS}-V(y)]. \tag{9.23a}$$

Curentul electric din canal trebuie să fie independent de coordonata y și egal cu curentul de drenă I_D cu excepția semnului astfel că ecuația (9.23a) se poate scrie:

$$I_D\,\mathrm{d}y = \frac{k\mu_e\varepsilon}{W}[V_{GS}-V]\mathrm{d}V. \tag{9.23b}$$

Această ecuație diferențială se poate integra și determina astfel curentul I_D:

$$I_D\int_0^L \mathrm{d}y = \frac{h\mu_e\varepsilon}{W}\int_0^{V_{DS}}(V_{GS}-V)\,\mathrm{d}V. \tag{9.24}$$

Rezultatul obținut este valabil numai în cazul în care $V_{GS}-V$ este mai mare decît zero, adică cînd stratul de inversiune se extinde pe întreaga lungime a canalului. Cu această limitare, ecuația caracteristicilor statice de drenă se pot scrie sub forma:

$$I_D = \frac{h\mu_e\varepsilon}{WL}\left[V_{GS}V_D - \frac{V_{DS}^2}{2}\right] \text{ pentru } V_{DS} \leqslant V_{GS};\ V_{GS} \geqslant 0 \tag{9.25}$$

Această ecuație este reprezentată grafic în fig. 9.11, unde V_{GS} este luat drept parametru. Curbele sînt trasate pînă la punctul în care $V_{DS} = V_{GS}$; pentru valori mai mari a tensiunii V_{DS} ecuația (9.25) nu mai este valabilă întrucît nu mai este îndeplinită ipoteza existenței canalului de inversiune puternică pe întreaga lungime a canalului, așa cum s-a presupus la deducerea acestei ecuații.

9.3.3. Caracteristicile statice de drenă pentru cazul în care tensiunea V_{DS} este mai mare decît V_{GS}

Cînd tensiunea aplicată pe drenă devine mai mare decît tensiunea aplicată pe poartă, cîmpul electric în stratul de oxid, la capătul dinspre drenă își schimbă sensul iar stratul de inversiune nu se mai extinde pe

întreg canalul. Se formează *o mică regiune de sărăcire* la capătul dinspre drenă a canalului. Liniile cîmpului electric din această regiune pleacă de pe atomii donori ionizați din rgiunea puternic dotată cu impurități

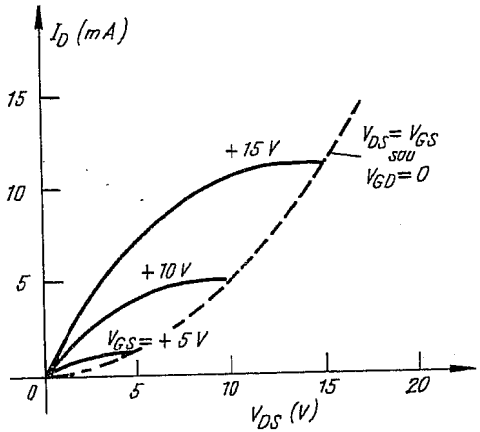


Fig. 9.11. Caracteristicile de drenă pentru un tranzistor MOS. Sînt reprezentate numai caracteristicile pentru $V_{GD} > 0$.

de tip n a drenei și se termină pe sarcina electrică din stratul de inversiune dinspre sursă și pe electrodul poartă. Această situație este reprezentată în fig. 9.12 pentru trei valori diferite a tensiunii drenă-sursă. Densitatea liniilor de forță este proporțională cu intensitatea cîmpului electric iar direcția și sensul liniilor de forță dau direcția și sensul cîmpului electric. Se observă că atunci cînd tensiunea drenă-poartă este pozitivă, ca în fig. 9.12, *c*, stratul de inversiune nu atinge regiunea drenei. Se formează o regiune de sărăcire între capătul stratului de inversiune și regiunea drenei.

Curentul prin această regiune trece sub influența cîmpului electric intens orientat în sens contrar direcției y, care antrenează spre drenă electronii existenți la capătul stratului de inversiune. Curentul de drenă rezultat este numai cu puțin mai mare decît valoarea corespunzătoare cazului $V_{DS} = V_{GS}$, deoarece acest curent este determinat de distribuția de potențial din canal, din apropierea sursei unde există strat de inversiune și unde distribuția de potențial este practic aceiași pentru $V_{DG} > 0$ și $V_{DG} = 0$. Lungimea stratului de inversiune este acum întrucîtva mai mică, avînd valoarea $L - \delta$, unde δ este lungimea regiunii de sărăcire din apropierea drenei, însă această scurtare are un efect redus asupra curentului de drenă.

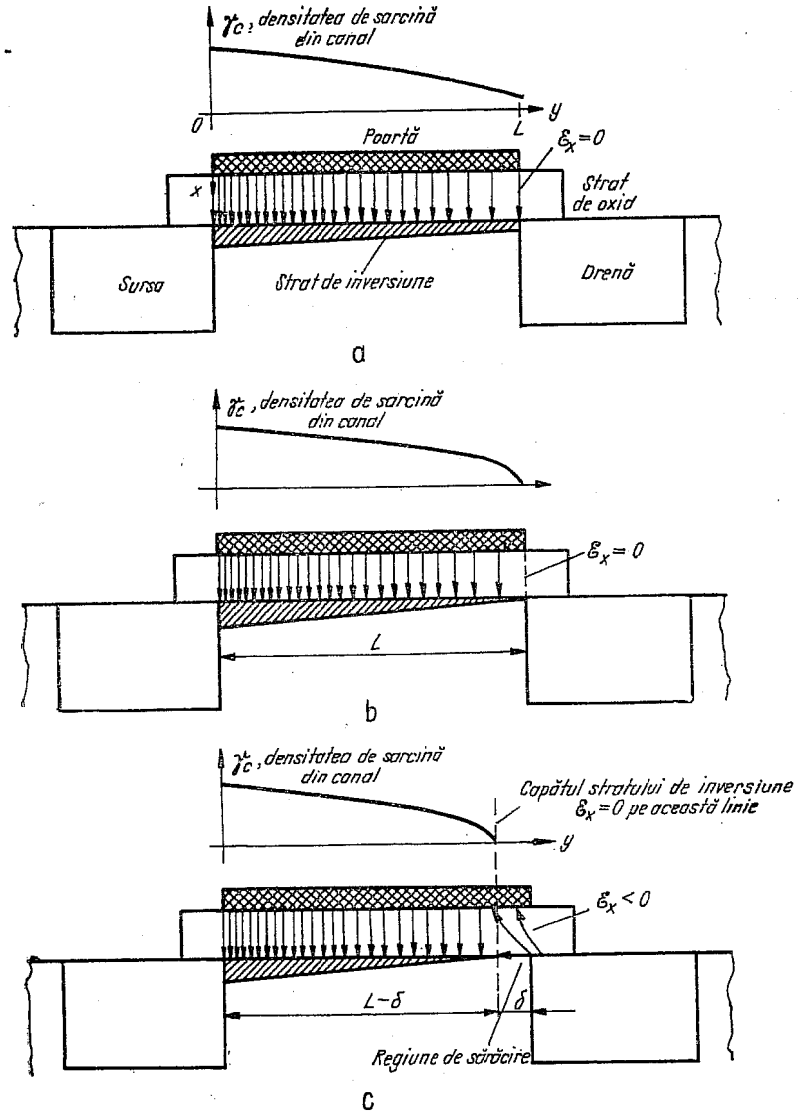


Fig. 9.12. Distribuția cîmpului electric în stratul de oxid și în apropierea suprafeței semiconductorului :

a — tensiunea de drenă mai mică decît tensiunea pe poartă ($V_{DS} = 0{,}8\ V_{GS}$) ; *b* — tensiunea de drenă egală cu tensiunea pe poartă ; *c* — tensiunea de drenă mai mare decît tensiunea pe poartă ($V_{DS} = 1{,}5\ V_{GS}$).

Deci, pentru tensiuni de drenă mai mari decît cele de poartă, curentul de drenă este practic constant și dat de ecuația (9.25), cu $V_{DS}=V_{GS}$, adică :

$$I_D = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL}\left(\frac{V_{GS}^2}{2}\right) \text{ pentru } V_{DS} > V_{GS}\,;\; V_{GS} \geqslant 0. \qquad (9.26)$$

Curbele corespunzătoare sînt trasate în fig. 9.13 în prelungirea caracteristicilor trasate pentru tensiuni mai mici decît V_{GS} date de ecuația

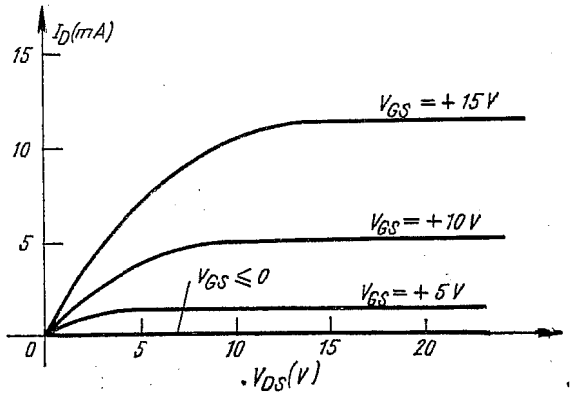


Fig. 9.13. Caracteristicile de drenă complete. Pentru $V_{DS} > V_{GS}$ curentul se saturează.

(9.25). Pentru comparație, în fig. 9.14 este reprezentată o familie de caracteristici experimentale. Diferența esențială între aceste două familii de caracteristici se manifestă în regiunea de saturație adică unde V_{DS} este mai mare decît V_{GS}. Caracteristicile experimentale au în această regiune o pantă diferită de zero. Această pantă este datorată scurtării stratului de inversiune odată cu creșterea tensiunii V_{DS}. Cînd tensiunea V_{DS} crește, excesul de tensiune $V_{DS}-V_{GS}$ cade pe regiunea de sărăcire de la capătul dinspre drenă a canalului.

Regiunea de sărăcire trebuie să se extindă puțin pentru a corespunde noii valori, mai mari, a tensiunii $V_{DS}-V_{GS}$. Această extindere conduce la reducerea lungimii stratului de inversiune producîndu-se astfel o creștere a curentului de drenă ; ecuația (9.26) arată că I_D crește la scăderea lui L. Panta caracteristicilor datorată acestui efect este în mod uzual suficient de mică și deci poate fi neglijată. Poate fi pusă în evidență pe un model mai perfecționat, însă această problemă nu va fi atacată aici.

În discuțiile de pînă acum s-au luat în considerare numai valori *pozitive* pentru tensiunea poartă-sursă și s-a presupus că în cazul în care tensiunea este negativă nu se formează canal conductor. Această presu-

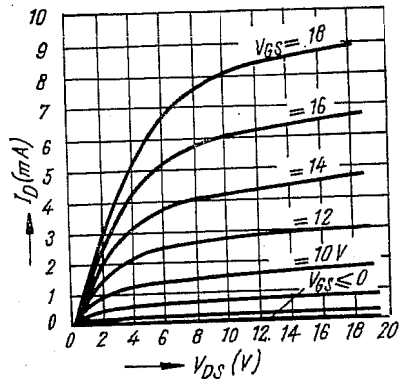


Fig. 9.14. Caracteristici de drenă experimentale. Aceste curbe diferă de curbele teoretice din fig. 9.13 prin aceea că panta în regiunea de saturație este diferită de zero.

punere este confirmată de caracteristicile statice experimentale din fig. 9.14 în care curentul de drenă este practic zero pentru valori negative a tensiunii V_{GS}. Motivarea din punct de vedere fizic a acestei situații necesită unele discuții.

Din analiza fenomenelor de la suprafața semiconductorului din paragraful 9.2 rezultă că în cazul unui substrat semiconductor de tip p, o tensiune negativă V_{GS} va produce un strat de acumulare de tip p la suprafața semiconductorului, mărindu-se astfel conductanța semiconductorului în această regiune. Dacă aceasta este situația, din ce cauză nu există curent de drenă cînd se aplică tensiune între sursă și drenă ? Motivul este faptul că stratul de acumulare de tip p care este format de către tensiunea negativă de pe poartă este izolat de regiunile sursei și drenei de către două joncțiuni pn. Indiferent de polaritatea tensiunii între sursă și drenă, una din aceste joncțiuni este polarizată invers astfel că cele două joncțiuni, legate în opoziție, nu permit trecerea unui curent de drenă. O explicație echivalentă este următoarea : prin stratul de acumulare de tip p nu trece curentul de drenă deoarece nici una din regiunile de sursă sau drenă nu constituie „sursă" de goluri pentru canal. Prin urmare prin canal va trece un curent de drenă neglijabil pentru tensiuni V_{GS} negative.

La deducerea modelului de regim staționar descris de ecuația (9.25) s-a presupus că tensiunea V_{DS} este pozitivă, adică s-a considerat doar cadranul întîi din planul caracteristicilor de drenă. Trebuie observat că la schimbarea polarității tensiunii V_{DS} nu se produce o modificare esen-

țială în funcționarea dispozitivului. În adevăr, atît timp cît tensiunea V_{GS} este pozitivă dar tensiunea V_{DS} este mai mică decît V_{GS} există canal conductor între sursă și drenă. Prin acest canal poate trece curent în

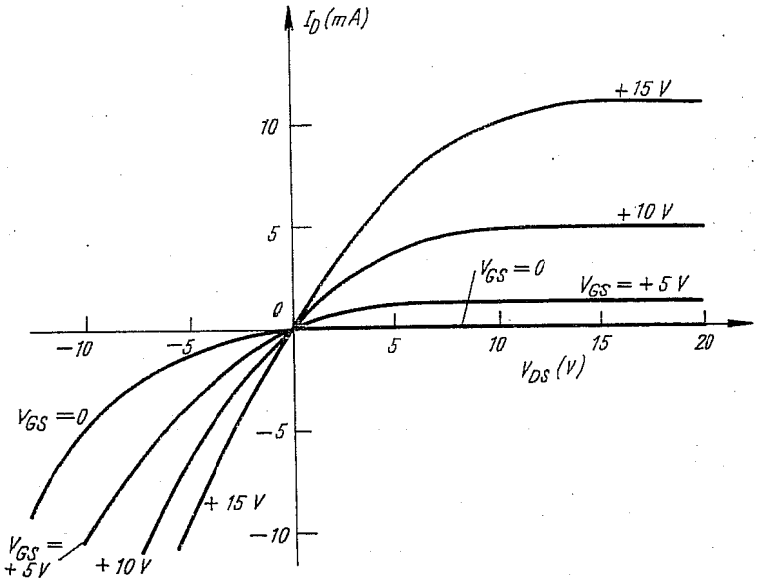


Fig. 9.15. Caracteristicile de drenă pentru ambele polarități ale tensiunii drenă-sursă.

ambele direcții, cu aceeași ușurință, deoarece nu există în spațiul dintre sursă și drenă, prin canal, nici o joncțiune *pn*. Prin urmare, ecuația (9.25) este valabilă și pentru cadranul trei din planul caracteristicilor de drenă ale tranzistorului MOS. În fig. 9.15 sînt trasate aceste caracteristici, iar spre comparație sînt trasate și caracteristicile din cadranul întîi. Este de observat creșterea nelimitată a curentului de drenă în cadranul trei pe măsură ce tensiunea V_{DS} crește în valoarea absolută. Această creștere se explică în modul următor: pe măsură ce tensiunea V_{DS} devine mai negativă, tensiunea între poartă și drenă devine mai pozitivă și ca urmare, crește conductanța stratului de inversiune de la capătul dinspre drenă a canalului. Pentru același motiv, tranzistorul conduce chiar dacă tensiunea V_{DS} este negativă chiar dacă tensiunea V_{GS} este egală cu zero, întrucît se formează un strat de inversiune pe întreaga lungime a canalului care se îngustează la capătul dinspre sursă. De fapt, pentru tensiuni V_{DS} negative există o familie de caracteristici cu tensiuni V_{GS} negative, cu condiția ca $V_{DS} < V_{GS}$ (vezi problema P 9.4).

9.3.4. Efectul sarcinii de suprafață

Tranzistorul ale cărui procese fizice au fost studiate pînă acum și ale cărui caracteristici de drenă sînt reprezentate în fig. 9.15 poartă denumirea de tranzistor MOS cu *canal indus* sau tranzistor MOS cu *canal de tip n în regim de îmbogățire*. Această denumire sugerează modul de funcționare al tranzistorului; conducția are loc într-un canal care reprezintă un strat de inversiune de tip *n* (indus într-un substrat de tip *p*) iar curentul de drenă este *mărit* (*îmbogățit*) de către tensiunea pozitivă aplicată pe electrodul poartă. Desigur, un tranzistor *cu canal de tip p* în regim de îmbogățire poate fi de asemenea realizat, folosindu-se aceeași tehnică de fabricație. În acest dispozitiv regiunile sursei și drenei sînt de tip *p* și lucrează cu tensiuni negative între poartă și sursă. Caracteristicile de drenă au aceeași formă cu cele din fig. 9.15 dar sînt rotite cu 180° în jurul originii. Prin urmare, regimul normal de lucru în care curentul de drenă se saturează, este situat în cadranul trei.

Există însă și tranzistoare MOS a căror funcționare diferă calitativ de a tranzistoarelor descrise în § 9.3.2 și § 9.3.3. Pentru a descrie acest mod de funcționare se va considera un tranzistor cu canal de tip *n* avînd aceeași structură cu a tranzistorului din fig. 9.8. Se va presupune că datorită diferenței în tratarea suprafeței în timpul fabricației, la interfața oxid-semiconductor există un *strat de sarcină pozitivă*, denumită *sarcină de suprafață* caracterizată prin densitatea γ_S, uniform distribuită pe suprafață și independentă de tensiunea aplicată pe poartă[1]. În acest caz o parte din liniile de cîmp după direcția x pleacă de pe electrodul poartă iar o parte de pe sarcina pozitivă de la interfață. Densitatea sarcinii din canal este determinată de o combinație liniară între cîmpul electric din stratul de oxid și densitatea sarcinii de suprafață. Pentru a determina relația între cîmpul electric din stratul de oxid $\mathcal{E}_o$, densitatea sarcinii de suprafață γ_S și densitatea sarcinii din canal $\rho(x)$ se aplică teorema lui Gauss unui element de volum de la interfața oxid-semiconductor așa cum se arată în fig. 9.16. Ca și în cazurile anterioare, distanța d se alege suficient de mare pentru a include în interiorul elementului de volum întreg canalul, prin urmare cîmpul electric la suprafața inferioară a elementului de volum este zero.

Din teorema lui Gauss, rezultă:

$$-\varepsilon\mathcal{E}_o\Delta A = \gamma_S \Delta A + \int_0^d \rho(x)\Delta A \, dx \qquad (9.27)$$

[1] Tehnica folosită pentru producerea stratului de sarcină pozitivă la suprafață pe un substrat de tip *p* sau intrinsec necesită în mare măsură o „artă" și din acest motiv tehnicile sînt păstrate secret. Totuși pot fi distinse două categorii de tehnici. Se difuzează un strat extrem de superficial (mai mic de 0,05 μ) de atomi donori la suprafața canalului. Rezultă un strat superficial de sarcină pozitivă datorată ionilor donori. În cealaltă tehnică se crește un strat de oxid într-o atmosferă de hidrogen uscat. În acest tratament se formează un strat de sarcină pozitivă la interfața oxid-semiconductor. (*NA*)

unde $\rho(x)$ este ca şi în cazul anterior densitatea de volum a sarcinii din substrat. Pentru un canal cu strat de inversiune puternică unde deci Δn este mult mai mare decît Δp, ecuaţia (9.27) devine:

$$q\int_0^d \Delta n\, dx = -\int_0^d \rho(x)dx = \varepsilon\mathcal{E}_0 + \gamma_S \tag{9.28}$$

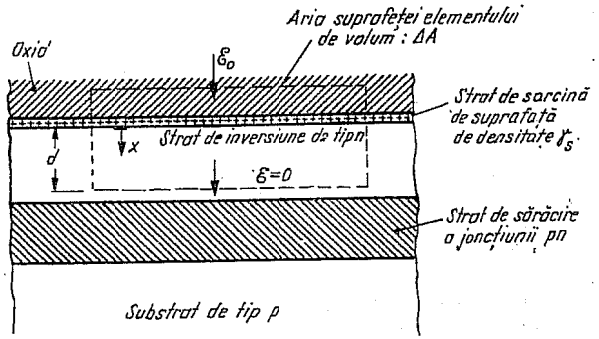


Fig. 9.16. Densitatea de sarcină din canal este determinată de cîmpul electric din stratul de oxid şi de densitatea de sarcină de la interfaţa oxid—semiconductor.

Din ecuaţia (9.28), rezultă că datorită sarcinii pozitive γ_S, la interfaţa oxid-semiconductor se formează un strat de inversiune chiar în cazul în care poarta este lăsată în gol şi deci în aceste condiţii există un canal conductor între sursă şi drenă. O tensiune pozitivă aplicată pe poartă măreşte intensitatea cîmpului electric la interfaţa oxid-semiconductor, conducînd la creşterea conductanţei canalului.

Pe de altă parte o tensiune negativă pe poartă *reduce* intensitatea cîmpului electric la interfaţa oxid-semiconductor, scade conductanţa canalului şi deci curentul de drenă. Caracteristicile de drenă care rezultă sînt reprezentate în fig. 9.17. Tranzistorul cu efect de cîmp avînd aceste caracteristici este denumit tranzistor MOS cu canal *iniţial* sau în mod convenţional, *tranzistor MOS cu canal tip n în regim de sărăcire*. Această ultimă denumire reflectă modul de funcţionare a dispozitivului; conductanţa canalului de la $V_{GS}=0$ poate fi *redusă* (sau *sărăcită*) negativînd poarta. În realitate această denumire este întrucîtva înşelătoare deoarece dispozitivul poate lucra cu tensiuni poartă-sursă de ambele polarităţi.

Caracteristicile statice de drenă deduse în § 9.3.2 şi § 9.3.3 pot fi uşor adaptate pentru dispozitivul cu canal iniţial. Se observă că sarcina de suprafaţă caracterizată prin γ_S poate fi luată în consideraţie prin

translatarea în mod corespunzător a tensiunii de poartă. Cu alte cuvinte, substituind ecuaţiile (9.28) şi (9.15) în ecuaţia (9.22), se obţine):

$$I_y = h\mu_e\varepsilon\mathcal{E}_y\left(\frac{V_{GS}-V_P-V(y)}{W}\right), \tag{9.29}$$

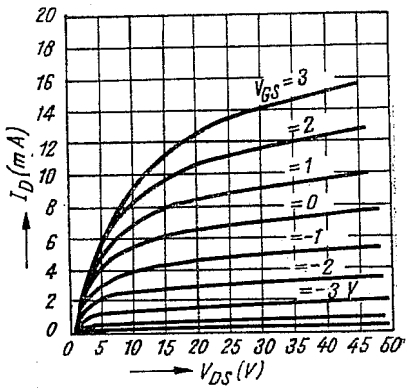


Fig. 9.17. Caracteristici de drenă experimentale pentru un tranzistor MOS cu canal iniţial de tip *n*.

unde constanta V_P este dată de relaţia:

$$V_P = -\frac{\gamma_S W}{\varepsilon}. \tag{9.30}$$

Tensiunea V_P, denumită tensiune de strangulare are o interpretare simplă; este valoarea tensiunii între poartă şi canal pentru care stratul de inversiune dispare. Rezultă deci că I_y este zero cînd $V_{GS}-V(y)=V_P$. Tranzistorul ale cărui caracteristici sînt reprezentate în fig. 9.17 are $V_P \approx -5$ V.

Rezultatele din paragrafele 9.3.2 şi 9.3.3 pot fi atunci adaptate la tranzistorul cu canal iniţial de tip *n* înlocuind direct tensiunea V_{GS} prin tensiunea $V_{GS}-V_P$. Prin urmare ecuaţiile caracteristicilor statice care înlocuiesc ecuaţiile (9.25) şi (9.26) sînt:

$$I_D = \frac{h\mu_e\varepsilon}{WL}\left[(V_{GS}-V_P)V_{DS}-\frac{V_{DS}^2}{2}\right] \tag{9.31a}$$

pentru $V_{DS} \leqslant V_{GS}-V_P$; $V_{GS}-V_P \geqslant 0$;

$$I_D = \frac{h\mu_e\varepsilon}{WL}\,\frac{(V_{GS}-V_P)^2}{2} \tag{9.31b}$$

pentru $V_{DS} > V_{GS}-V_P$; $V_{GS}-V_P \geqslant 0$.

9.4. MODELE DE REGIM DINAMIC PENTRU TRANZISTOARE MOS

Ecuațiile caracteristicilor din paragrafele precedente au fost deduse în ipoteza unui *regim staționar*. Cu alte cuvinte s-a presupus că tensiunile aplicate tranzistorului variază foarte lent în timp sau rămîn constante. O analiză atentă a structurii fizice a tranzistorului și a principiului lui de funcționare scoate în evidență două fenomene care nu intervin în analiza de regim staționar dar de care trebuie să se țină seama într-un regim în care tensiunile variază rapid.

1. Între sursă și poartă, la intrare, tranzistorul prezintă o capacitate sub forma unei capacități plane în care electrodul poartă și canalul reprezintă cele două plăci iar stratul de oxid, dielectricul. Este de așteptat deci ca la intrare să circule un curent capacitiv cînd tensiunea între poartă și sursă variază.

2. Spațiul dintre sursă și drenă prin canal, este parcurs de către purtătorii majoritari într-un timp finit denumit *timp de trecere*. Dacă tensiunea pe poartă variază apreciabil în acest interval de timp, expresiile caracteristicilor *statice* nu mai pot fi utilizate.

Se va determina în cele ce urmează curentul de poartă în regim dinamic și timpul de trecere a purtătorilor majoritari prin canal. Se va arăta că principala limitare a performanțelor de regim dinamic este introdusă de către curentul porții în timp ce timpul de trecere nu impune limitări serioase.

Se va studia regimul dinamic al tranzistorului doar în regiunea de saturație din planul caracteristicilor statice; cu alte cuvinte se va impune ca tensiunea dintre drenă și sursă, V_{DS} să rămînă tot timpul mai mare, cel puțin egală, cu tensiunea $V_{GS}-V_P$. Deoarece în cele mai multe aplicații tranzistorul MOS lucrează în regiunea de *saturație* a curentului de drenă iar într-un asemenea regim calculele sînt mult simplificate, este explicabilă limitarea analizei doar la acest regim de lucru.

9.4.1. Efecte capacitive

Pentru a determina curentul de poartă se va calcula sarcina totală de pe electrodul poartă. Din nou se va considera un tranzistor cu canal de tip n, cu canal indus a cărui geometrie este reprezentată în fig. 9.8. Pentru simplificare se presupune că tensiunea de strangulare V_P este zero. Cu expresia (9.15) pentru cîmpul electric din stratul de oxid, se obține următoarea relație pentru densitatea de sarcină de la suprafața electrodului poartă:

$$\gamma_G = \varepsilon \mathscr{E}_o = \varepsilon\left(\frac{V_{GS}-V(y)}{W}\right). \tag{9.32}$$

Această densitate de sarcină are valoarea cea mai mare la capătul dinspre sursă a canalului și scade la zero la celălalt capăt al stratului de inversiune. Întrucît se consideră doar regiunea de saturație a curentului de drenă, se va presupune că tensiunea V_{DS} este egală cu tensiunea V_{GS} adică, stratul de inversiune se strangulează chiar la capătul dinspre drenă a canalului. În această situație, sarcina *totală* de pe electrodul poartă este:

$$Q_G = h\int_0^L \gamma_G \mathrm{d}y, \tag{9.33a}$$

unde h este lățimea canalului iar L lungimea lui. Înlocuind expresia lui γ_G din ecuația (9.32), se obține:

$$Q_G = \frac{h\varepsilon}{W}\int_0^L [V_{GS}-V(y)]\,\mathrm{d}y. \tag{9.33b}$$

Pentru calculul integralei din (9.33b) trebuie să se cunoască tensiunea $V(y)$. Aceasta se poate deduce prin integrarea ecuației (9.23):

$$I_D\int_0^y \mathrm{d}y = \frac{h\mu_e\varepsilon}{W}\int_0^V (V_{GS}-V)\,\mathrm{d}V. \tag{9.34}$$

Pentru $V_{GS}=V_{DS}$, se obține:

$$I_D y = \frac{k\mu_e\varepsilon}{W}\left[V_{DS}V(y)-\frac{V^2(y)}{2}\right]. \tag{9.35}$$

Substituind I_D și constantele din ecuația (9.35) cu expresiile lor din ecuația (9.26) și rezolvînd ecuația de gradul doi (vezi problema P 9.5) se obține:

$$V(y) = V_{DS}(1-\sqrt{1-y/L}). \tag{9.36}$$

Dependența tensiunii V de variabila y este reprezentată în fig. 9.18. Forma curbei se poate deduce și fizic cunoscînd că Δn este mai mare la capătul dinspre sursă a canalului; este de așteptat ca la acest capăt căderea de tensiune să fie mai mică decît la capătul dinspre drenă.
Introducînd expresia tensiunii $V(y)$ în ecuația (9.33b) și făcînd integrala se obține:

$$Q_G = \frac{h\varepsilon}{W}\,V_{DS}\int_0^L \sqrt{1-y/L}\,\mathrm{d}y = \frac{2}{3}\,\frac{hL\varepsilon}{W}\,V_{DS}. \tag{9.37}$$

Această expresie se mai poate simplifica dacă se observă că pentru $V_{DS} = 0$, canalul este uniform iar între poartă și canal există capacitatea plană,

$$C_o = \frac{\varepsilon h L}{W}. \tag{9.38}$$

Ținînd seama de faptul că la deducerea expresiei Q_G s-a presupus că $V_{DS} = V_{GS}$ se obține :

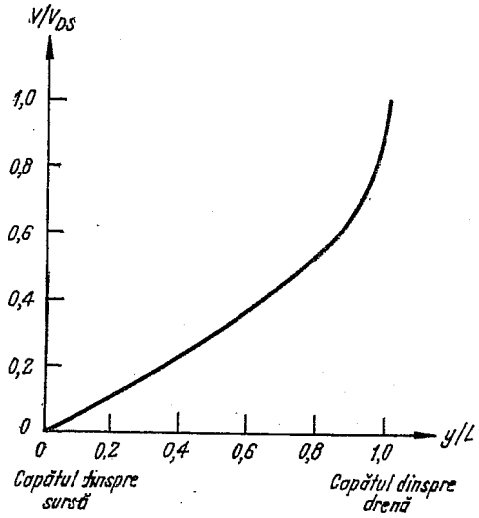


Fig. 9.18. Distribuția de potențial de-a lungul canalului pentru cazul în care $V_{DS} = V_{GS}$.

$$Q_G = \frac{2}{3} C_o V_{GS}. \tag{9.39}$$

Din expresia (9.39) rezultă o dependență *liniară* a sarcinii de pe electrodul poartă de tensiunea dintre poartă și sursă. Prin urmare curentul de poartă poate fi modelat prin introducerea între poartă și sursă a unei capacități efective C_{gs}, deoarece [1] :

$$i_G = \frac{dQ_G}{dt} = C_{gs} \frac{dv_{GS}}{dt} \tag{9.40a}$$

[1] Din nou, se notează valorile instantanee totale a mărimilor variabile în timp cu litere mici și indicii cu litere mari *(NA)*.

unde

$$C_{gs} = \frac{2}{3} C_o. \tag{9.40b}$$

deci, capacitatea dintre poartă și sursă la limita regimului de saturație, este două treimi din capacitatea formată de structura plan paralelă poartă-oxid-canal cînd canalul este uniform (cum este cazul cînd nu circulă curent de drenă).

Cînd tensiunea V_{DS} crește peste valoarea tensiunii V_{GS} iar curentul de drenă se saturează, capacitatea dintre poartă și sursă dată de ecuația (9.40b) rămîne încă valabilă. Aceasta întrucît în acest regim distribuția de potențial în canal este numai slab influențată de tensiunea V_{DS} ; sarcina electrică de pe poartă este practic independentă de V_{DS} și este în continuare dată de ecuația (9.39). Rezultă deci că poate fi folosit pentru studiul comportării în regim dinamic al tranzistorului MOS lucrînd în regiunea de saturație a curentului de drenă, circuitul echivalent reprezentat în fig. 9.19, *a*, în care la modelul de regim staționar dedus mai înainte (ecuația. 9.26) se adaugă capacitatea dintre poartă și sursă dată de ecuația (9.40 b).Pentru a modela curentul de drenă, se utilizează o sursă *neliniară* de curent controlată prin tensiune.

În cazul în care tensiunea V_{DS} este mai mare decît tensiunea V_{GS}, se formează la capătul dinspre drenă a canalului o regiune de sărăcire, după cum s-a arătat în fig. 9.12, *c*. Diferența tensiunilor $V_{DS} - V_{GS}$, cade

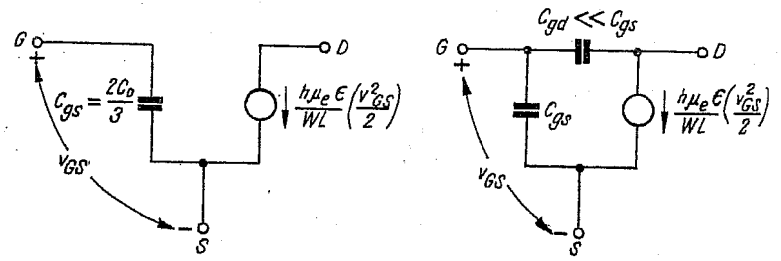


Fig. 9.19. Circuite echivalente pentru regimul dinamic al tranzistorului MOS valabile pentru regiunea de saturație a curentului de drenă :
a — circuitul de bază ; *b* — circuitul completat cu capacitatea C_{gd}.

pe acest strat de sărăcire. Întrucît unele linii de cîmp care pleacă de pe drenă se termină pe electrodul poartă, apare un cuplaj electrostatic între acești doi electrozi. În regim dinamic acest cuplaj poate fi luat în considerație, într-o primă aproximație, prin introducerea în circuitul echivalent a unei capacități între drenă și poartă așa cum se arată în fig. 9.19, *b*.

Deşi este în general dificil să se determine valoarea acestei capacităţi de suprapunere, structura tranzistorului este astfel încît capacitatea C_{gd} este mai mică decît capacitatea C_{gs}.

9.4.2. Timpul de trecere

Se va calcula timpul de trecere prin canal a purtătorilor majoritari cu scopul de a se determina viteza de variaţie a tensiunilor de la care timpul de trecere poate deveni important. Problema se poate rezolva plecînd de la distribuţia potenţialului în lungul canalului (ecuaţia 9.36) de unde rezultă componenta $\mathcal{E}_y$ a cîmpului electric şi deci viteza purtătorilor $\mu_e \mathcal{E}_y$ în fiecare punct din canal (v. problema P 9.7).

Se va prefera o altă cale şi anume folosind direct rezultatele paragrafului anterior pentru a determina timpul de trecere *în regiunea de saturaţie* a caracteristicilor statice.

Sarcina *totală* a purtătorilor majoritari din canal este egală cu sarcina de pe electrodul poartă cu semnul minus. Prin urmare sarcina totală din canal la limita regiunii de saturaţie a caracteristicilor statice este:

$$Q_C = -Q_G = -\frac{2}{3} C_o V_{GS}. \tag{9.41}$$

Această sarcină este în mişcare în canal, de la sursă spre drenă. Într-un interval de timp egal cu timpul de trecere sarcina care iese prin capătul dinspre drenă a canalului este egală cu Q_C. Aceasta rezultă din însăşi definiţia timpului de trecere, τ_t. Rezultă atunci pentru curentul de drenă de regim *staţionar* expresia:

$$I_D = -\frac{Q_C}{\tau_t}. \tag{9.42}$$

Semnul minus arată că sensul de scurgere a sarcinii Q_C este opus celui al curentului de drenă. Rezultă atunci că timpul de trecere poate fi exprimat în funcţie de valoarea curentului de drenă din regim staţionar şi a sarcinii din canal în regim staţionar:

$$\tau_t = -\frac{Q_C}{I_D}. \tag{9.43 a}$$

Folosind ecuaţiile (9.26) şi (9.37) se obţine:

$$\tau_t = \frac{4}{3}\left(\frac{L^2}{\mu_e}\right) V_{GS}^{-1}. \tag{9.43 b}$$

Pentru a determina ordinul de mărime al timpului de trecere prin canal a purtătorilor majoritari în regiunea de saturaţie a caracteristicilor de drenă, să considerăm un tranzistor MOS cu canal de tip n, avînd $L = 10\ \mu$ şi $\mu_e = 10^3\ \text{cm}^2/\text{Vs}$. Pentru $V_{GS} = 1$ V, timpul de trecere este aproximativ 1,3 ns. Atît timp cît variaţia relativă a tensiunii V_{GS} într-un interval de timp egal cu timpul de trecere este mică, efectul timpului de trecere poate fi neglijat, iar relaţia dintre curentul de drenă şi tensiunea de poartă rămîne cea din regim staţionar, fără să se comită erori prea mari.

Un criteriu simplu pentru a determina condiţiile în care efectul timpului de trecere este neglijabil se poate obţine luînd raportul curenţilor de poartă şi drenă în regim dinamic. Folosind ecuaţiile (9.40, a) şi (9.42) se obţine:

$$\frac{i_G}{i_D} = \left(\frac{1}{Q_c}\frac{\mathrm{d}Q_c}{\mathrm{d}t}\right)\tau_t. \tag{9.44}$$

În aplicaţiile practice interesează de regulă situaţia în care există o amplificare de curent adică cazul în care curentul de poartă este mic în comparaţie cu curentul de drenă. În această situatie, din ecuaţia (9.44) rezultă că variaţia relativă a sarcinii din canal este mică într-un interval de timp egal cu timpul de trecere (de observat că factorul din paranteză reprezintă variaţia relativă a vitezei de variaţie a sarcinii Q_C). Prin urmare, dacă curentul de poartă este mic în comparaţie cu curentul de drenă, adică dacă amplificarea de curent are o valoare importantă, la calculul distribuţiei de sarcină şi a curentului de drenă se poate neglija efectul timpului de trecere fără să se comită erori importante.

Analiza de mai sus sugerează un *model cu control prin sarcină* al tranzistorului cu efect de cîmp lucrînd în regiunea de saturaţie a caracteristicilor. Se poate privi tensiunea V_{GS} ca stabilind o anumită sarcină în canal, Q_C în concordanţă cu ecuaţia (9.41) (tensiunea V_{GS} determină de asemenea

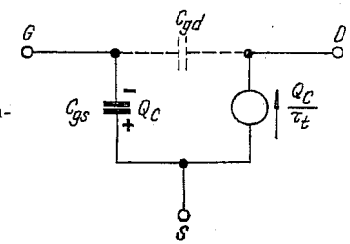


Fig. 9.20. Modelul cu control prin sarcină pentru un tranzistor MOS.

şi timpul de trecere în concordanţă cu ecuaţia 9.43). Sarcina din canal controlează la rîndul ei curentul de drenă în regiunea de saturaţie, conform cu ecuaţia (9.42). Un circuit echivalent care reuneşte aceste relaţii este reprezentat în fig. 9.20. El poate fi completat prin adăugarea capacităţii

dintre poartă şi drenă aşa cum este reprezentată cu linie întreruptă pe figură.

Cu toate că concluziile deduse mai sus sînt valabile pentru un tranzistor cu canal de tip n cu canal indus, ele se pot adopta direct şi pentru un tranzistor cu canal tip p sau pentru un tranzistor cu canal iniţial.

În toate cazurile, capacitatea poartă-sursă în regiunea de saturaţie a caracteristicilor de drenă, este dată de ecuaţia (9.40b).

9.5. APLICAŢIILE TRANZISTOARELOR MOS

9.5.1. Amplificator cu sursă comună

Tranzistorul cu efect de cîmp de tip MOS are un curent de poartă neglijabil de mic. Pentru a folosi această proprietate în funcţionarea lui, dispozitivul este adesea utilizat în conexiunea cu *sursă comună*, adică cu electrodul sursă comun intrării şi ieşirii circuitului. Un circuit simplu de amplificare este reprezentat în fig. 9.21, *a*. Este folosit un tranzistor cu canal indus de tip n. Pentru un tranzistor cu canal indus de tip p se va schimba doar sensul săgeţii. Funcţionarea circuitului se poate studia grafic după cum se arată în fig. 9.21, *b*. Pentru orice valoare a tensiunii $v_{GS} = v_I$,

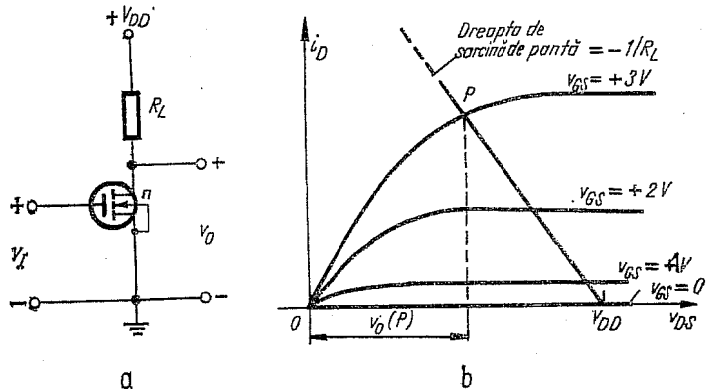


Fig. 9.21. Amplificator cu sursă comună:
a—circuit; *b*—rezolvarea grafică a ecuaţiei din circuitul de ieşire.

starea circuitului este determinată de punctul de intersecţie a caracteristicii statice $i_D - v_{DS}$ corespunzătoare tensiunii v_{GS} şi caracteristicii de sarcină determinată de bateria V_{DD} şi rezistenţa R_L. Astfel, pentru $v_I = +3\,V$,

punctul de funcţionare este notat cu P. Valoarea corespunzătoare a tensiunii de ieşire v_0 este determinată de proiecţia punctului P pe axa tensiunii v_{DS} (v. problema P 9.8).

Printre dispozitivele semiconductoare active, tranzistorul MOS este unic prin aceea că are un curent de intrare sau de poartă extraordinar de mic şi la care dependenţa curentului de drenă de tensiunea dintre paortă şi sursă este pătratică în regiunea de saturaţie. Curentul de paortă în tranzistorul MOS este datorat exclusiv curenţilor de fugă din stratul dielectric şi a curenţilor de fugă prin capsulă. Aceşti curenţi pot fi reduşi cu uşurinţă la valori de ordinul a $10^{-15} - 10^{-16}$ A, chiar pentru tensiuni între poartă şi sursă de 5 — 10 V.

Datorită curentului de poartă extrem de redus, tranzistorul MOS este utilizat în aplicaţii electrometrice în care sînt sesizaţi şi amplificaţi curenţi şi tensiuni de valori mici. Spre exemplu, curentul la ieşirea unui detector de particule cum este camera de ionizare, poate fi de ordinul a 10^{-12}—10^{-14} A; pentru sesizarea acestui curent mic se poate folosi un tranzistor MOS care este comandat la intrare de către căderea de tensiune produsă de acest curent într-o rezistenţă de precizie, de valoare mare, fără ca tranzistorul să aibă vreun efect de scurtcircuitare. Acest tranzistor poate fi utilizat de asemenea ca detector de sarcină electrică. Pentru a demonstra aceasta se consideră un tranzistor MOS cu un curent de poartă de 10^{-15} A şi o capacitate între poartă şi sursă de 10^{-11} F. O sarcină de 10^{-10}C pe poartă, va produce o cădere de tensiune între poartă şi sursă de 10 V; această tensiune se va reduce în timp datorită curentului de poartă cu numai 1% într-un interval de 10^3 sau aproximativ 17 min.

Legea pătratică a caracteristicilor de drenă în regiunea de saturaţie poate fi utilizată la multiplicarea semnalelor. De exemplu, dacă v_{GS} este proporţional cu un semnal dat (şi dacă tranzistorul lucrează în regiunea de saturaţie) curentul de drenă i_D va fi proporţional cu v_{GS}^2. Prin urmare, i_D este o măsură a puterii instantanee asociate tensiunii v_{GS}. Dacă tensiunea v_{GS} reprezintă o *sumă* de două semnale $f(t)$ şi $g(t)$, curentul de drenă va fi proporţional cu:

$$[f(t) + g(t)]^2 = f^2(t) + g^2(t) + 2\,f(t)\,g(t) \text{ pentru } f(t) + g(t) > 0.$$

În unele cazuri componentele curentului de drenă proporţionale cu $f^2(t)$ şi $g^2(t)$ pot fi înlăturate prin filtrare[1] rămînînd astfel doar componenta proporţională cu produsul celor două semnale de la intrare.

---

[1] Vezi referinţa bibliografică [9.4]. (*NA*)

9.5.2. Rezistență controlată prin tensiune

Tranzistorul MOS se poate comporta într-un anumit regim, între sursă și drenă, ca o rezistență liniară, a cărei valoare depinde de tensiunea dintre poartă și sursă. Această comportare rezultă din ecuația (9.25), care pentru tensiuni V_{DS} mici în comparație cu tensiunea V_{GS} se reduce la :

$$I_D = \left(\frac{h\mu_e\varepsilon}{WL} V_{GS}\right) V_{DS} . \qquad (9.45.)$$

Prin urmare, pentru $V_{DS} \ll V_{GS}$, rezistența între sursă și drenă are expresia :

$$R_D = \frac{V_{DS}}{I_D} = \frac{WL}{h\mu_e\varepsilon} V_{GS}^{-1} . \qquad (9.46)$$

Un exemplu de circuit în care este utilizată rezistența controlată prin tensiune este atenuatorul liniar ajustabil. În fig. 9.22, *a*, este reprezentat un asemenea circuit. Cînd tensiunea de control V_C crește, rezistența între sursă și drenă scade, reducîndu-se astfel raportul de divizare a tensiunii v_o/v_I (v. problema P 9.11). Un circuit de atenuare care folosește două tranzistoare MOS ca rezistență variabilă este reprezentat în fig. 9.22 *b*. Tranzistorul din brațul serie cu intrarea este cu canal indus de tip *p* în timp ce tranzistorul din brațul paralel este cu canal inițial de tip *n*,. Cînd tensiunea

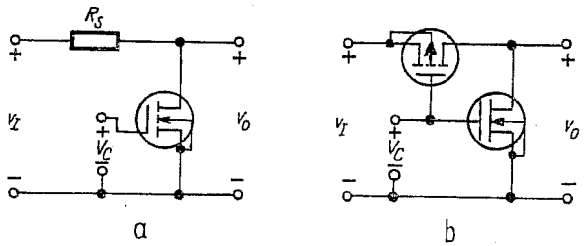


Fig. 9.22. Atenuatoare liniare variabile folosind tranzistoare MOS :
a — circuitul de bază ; *b* — circuitul care folosește două tranzistoare.

de control V_C este zero, tranzistorul serie prezintă o rezistență de valoare foarte mare, în timp ce tranzistorul din ramura paralelă o rezistență de valoare mică și prin urmare raportul de divizare v_o/v_I este mic. Cînd V_C devine *negativ*, rezistența dispozitivului din ramura serie scade iar a celui din ramura paralelă crește, crescînd astfel raportul de divizare (v. problema P 9.12).

BIBLIOGRAFIE

[9.1] L. J. Sevin, Jr. *Field-Effect Transistors*, Mc Graw-Hill, New York, 1965.
[9.2] W. Gosling. *Field-Effect Transistors Applications*, Wiley, New York, 1965.
[9.3] J. T. Wallmark and H. Johnson. *Field effect transistors*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs., New York, 1966.
[9.4] C. D. Todd. *Junction field effect transistors*. Wiley, New York, 1968. (Acest text are o bogată bibliografie).

PROBLEME

P 9.1. Problema se referă la relația între tensiunea de poartă și concentrația purtătorilor din canalul unui tranzistor MOS. Se consideră un tranzistor cu canal de tip *n* realizat pe un substrat de tip *p* ; canalul reprezintă un strat de inversiune, izolat de substrat printr-un strat de sărăcire așa cum se arată în fig. 9.8.

a) Plecînd de la teorema lui Gauss sub formă integrală (ecuația 9.1.) și considerînd un element de volum de grosime dx să se arate că teorema lui Gauss sub formă diferențială este :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon} ,$$

unde ρ reprezintă densitatea de volum a sarcinii.

b) Presupunînd că sarcina din canal este datorată electronilor și folosind ecuația Boltzmann (ecuația 3.36 b) să se arate că teorema lui Gauss poate fi scrisă sub forma :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = - \frac{qn_i e^{q\psi/kT}}{\varepsilon}$$

unde ψ reprezintă potențialul electrostatic ($\psi = 0$ cînd $n = n_i$).

c) Deoarece $\mathcal{E} = - d\psi/dx$, $d\mathcal{E}/dx = - \mathcal{E}\,(d\mathcal{E}/d\psi)$, să se integreze ecuația dedusă la punctul *b* pentru a obține :

$$\mathcal{E}(0)^2 - \mathcal{E}(x_1)^2 = \frac{2kT}{\varepsilon} [n(0) - n(x_1)]$$

unde x_1 reprezintă adîncimea stratului de inversiune (v. fig. 9.8).

d) În ipoteza unei inversiuni puternice, $\mathcal{E}(0) \gg \mathcal{E}(x_1)$ și $n\,(0) \gg n(x_1)$. Să se arate că în acest caz cîmpul electric de la suprafața stratului de inversiune se poate scrie sub forma :

$$\mathcal{E}(0) = \frac{kT/q}{L_D} ,$$

unde :

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{2q^2 n(0)}}$$

este *lungimea Debye* la suprafață. Adîncimea x_1 a stratului de inversiune este de cîteva ori mai mare decît lungimea Debye.

c) Se consideră un tranzistor de siliciu pentru care $\varepsilon = 10^{-12}$F/cm. La temperatura normală, $kT/q = 25$ mV. Să se determine lungimea Debye pentru o concentrație la suprafață $n(0) = 10^{-12}$ cm^{-3}. Să se determine cîmpul electric la suprafața semiconductorului, $\mathcal{E}(0)$. Ce valoare trebuie să aibă tensiunea între poartă și canal pentru a produce această valoare a cîmpului electric $\mathcal{E}(0)$, dacă grosimea stratului de oxid este de 0,1μ. Ce valoarea are concentrația $n(0)$?

P 9.2. Se consideră un tranzistor MOS cu canal de tip p în care conducția este datorată în principal *golurilor*.

a) Să se determine expresia componentei de cîmp a curentului de goluri din canal după direcția y. Această relație este analogă în ecuația (9.8) care s-a dedus pentru un tranzistor cu canal de tip n.

b) Presupunînd că în tranzistorul cu canal de tip p, $\rho \approx q\Delta p$ să se deducă o expresie pentru I_y similară cu ecuația (9.11). Se va folosi pentru $\mathcal{E}_0$ sensul din fig. 9.5.

P 9.3. Problema se referă la relația dintre cîmpul electric din stratul de oxid și curentul din canal atunci cînd perturbațiile concentrației de purtători Δn și Δp sînt comparabile.

a) Să se determine expresia componentei de cîmp a curentului din canal, după direcția y.

b) Să se deducă o expresie pentru cîmpul $\mathcal{E}_0$ funcție de integralele mărimilor Δn și Δp. Deoarece Δn și Δp *nu* sînt independente (v. ec. 9.6) este posibil în principiu să se exprime curentul I_y funcție de cîmpul $\mathcal{E}_0$. Această relație de dependență este neliniară cînd Δn și Δp sînt comparabile.

P 9.4. Ecuațiile (9.26) și (9.25) pentru curentul de drenă sînt valabile pentru cazul în care tensiunea V_{GS} este mai mare, cel puțin egală cu zero. Dacă tensiunea V_{DS} este pozitivă curentul de drenă este pozitiv, iar inversiunea este mai puternică la capătul dinspre *sursă* a canalului; dacă tensiunea V_{DS} este negativă, curentul de drenă este negativ iar inversiunea este mai puternică la capătul dinspre *drenă* a canalului. Tranzistorul MOS cu canal de tip n poate lucra cu *valori* negative a tensiunii V_{GS} dacă tensiunea V_{DS} este *mai negativă* decît tensiunea V_{GS}. În acest caz tensiunea V_{GD} este *pozitivă* și se formează în canal un strat de inversiune. Această inversiune este mai puternică la capătul dinspre *drenă* a canalului și slăbește spre sursă. Să se arate că în acest regim de lucru, caracterusticile statice sînt descrise de ecuația :

$$I_D = \begin{cases} 0 \text{ dacă } V_{DS} > V_{GS}, V_{GS} < 0 \\ -\dfrac{h\mu_e \varepsilon}{WL} \dfrac{(V_{DS} - V_{GS})^2}{2} \text{ dacă } V_{DS} \ll V_{GS}, V_{GS} < 0. \end{cases}$$

P. 9.5. Problema se referă la distribuția de potențial în lungul canalului unui tranzistor MOS cu canal de tip n care lucrează la limita regimului de saturație.

a) Să se verifice ecuația (9.35).

b) Să se înlocuiască în ecuația (9.35) expresia (9.26) pentru I_D și să se rezolve apoi ecuația obținută pentru $V(y)$. Să se reprezinte grafic funcția $V(y)$ și să se dimensioneze.

c) Să se calculeze, să se reprezinte grafic și să se dimensioneze componenta $\mathcal{E}_y(y)$. De ce componenta după direcția y a cîmpului electric are un punct singular la capătul dinspre drenă a canalului?

d) Să se verifice ecuația (9.37).

P. 9.6. Un tranzistor MOS cu canal indus de tip p, lucrează în mod normal cu tensiuni V_{DS} și V_{GS} negative.

Curentul de drenă este datorat deplasării golurilor și este de asemenea negativ.

a) Se consideră un tranzistor MOS cu canal indus de tip p, a cărui structură este similară celei din fig. 9.8. Să se determine expresia curentului de drenă I_D analogă ecuațiilor (9.25) și (9.26). Să se specifice domeniul de variație a tensiunilor V_{GS} și V_{DS} pentru care expresiile sînt valabile.

Tensiunea de strangulare la tranzistorul MOS cu canal inițial de tip p, este pozitivă, corespunzînd sarcinii de suprafață negative de la interfața oxid-semiconductor.

b) Să se deducă expresia curentului I_D pentru un tranzistor MOS cu canal inițial de tip p, avînd tensiunea de strangulare V_P, adică o expresie similară ecuației (9.31). Să se specifice domeniul de variație a tensiunilor V_{GS} și V_{DS} pentru care expresia rămîne valabilă.

P 9.7. Problema se referă la deducerea directă a timpului de trecere a purtătorilor majoritari prin canal, la limita regiunii de saturație a caracteristicilor.

a) Să se determine cîmpul $\mathcal{E}_y(y)$ și viteza electronilor în cîmp $u_y(y)$, folosind expresia (9.36) pentru potențialul electric din canal.

b) Să se determine timpul necesar ca un electron că se deplasează de la sursă la drenă.

Indicație. Timpul necesar pentru deplasarea pe distanța dy în punctul y este $dy/u_y(y)$. Să se arate că expresia dedusă pentru timpul de trecere este echivalentă cu expresia (9.43, b).

P 9.8. Tranzistorul cu canal indus de tip n, ale cărei caracteristici sînt reprezentate în fig. 9.14 lucrează în conexiunea cu sursă comună în circuitul din fig. 9.21, *a*. Tensiunea bateriei de alimentare a drenei este $V_{DD} = +16$ V, iar rezistența de sarcină este $R_L = 2$ kΩ. Folosind metoda grafică să se determine, să se schițeze și să se dimensioneze tensiunea de ieșire v_O în funcție de v_I atunci cînd v_I variază de la -2 la $+18$ V.

P 9.9. Problema se referă la un tranzistor MOS cu canal de tip n la care tensiunea de strangulare este diferită de zero. Structura tranzistorului este reprezentată în fig. 9.8.

a) Cînd tensiunea între drenă și sursă este foarte mică, canalul poate fi descris prin conductanță liniară G_O (vezi fig. 9.3, *b*). Să se deducă o expresie pentru G_O în funcție de tensiunea V_{GS} și de tensiunea de strangulare V_P.

b) Conductanța canalului pentru tensiunea V_{GS} egală cu zero se notează cu G_0. Să se determine o expresie pentru G_0 și să se exprime curentul de saturație al drenei dat de ecuația (9.31b) în funcție de G_0, V_P și $(V_{GS} - V_P)$.

c) Curentul de drenă în regiunea de saturație a caracteristicilor pentru V_{GS} egal cu zero se notează cu I_{DO}. Să se exprime I_{DO} în funcție de G_0 și V_P.

Un tranzistor MOS cu canal de tip n are $V_P = -3$ V, $G_0 = 5 \times 10^{-4}$ S și $C_o = 10$ pF.

d) Ce valoare are curentul de drenă pentru $V_{GS} = 2$ V și $V_{DS} = 6$V ? Care este valoarea capacității între poartă și sursă, C_{gs}? Ce valoare are timpul de trecere prin canal a purtătorilor majoritari τ_t?

Răspuns : *d*) $I_D \approx 2{,}1$ mA ; $C_{gs} = 6{,}7$pF ; $\tau_t = 16$ ns.

P 9.10. Tranzistorul din fig. 9.23, *a* are $V_P = 0$. Cînd $V_{GS} = V_{DS} = +5$ V, curentul de drenă are valoarea de 4 mA. Capacitatea între poartă și sursă în absența curentului de drenă este de 5 pF.

a) Presupunînd că durata T a impulsului este suficient de mare astfel încît tensiunea la ieșire $v_O(t)$ ajunge la valoarea de regim înainte de terminarea impulsului de la intrare, care este această valoare a tensiunii $v_O(t)$? Tranzistorul lucrează în acest caz în regiunea de saturație a caracteristicilor?

b) Se presupune $T = 1\,\mu$s. Să se calculeze, să se schițeze și să se dimensioneze $v_O(t)$ pentru $0 < t < 3$ μs.

Răspuns : *a*) $v_O = 16$ V.

P. 9.11. Tranzistorul din fig. 9.22, *a* este cu canal indus și are tensiunea de strangulare egală cu zero. Cînd $V_G = +1$ V rezistența între sursă și drenă este de 10 kΩ. Rezistența serie R_S este de 5 kΩ. Să se deducă o expresie pentru raportul de divizare v_O/v_I pentru valori ale tensiunii V_G cuprinse între -2 și 10 V. Să se schițeze și să se dimensioneze această relație de dependență.

P. 9.12. Cînd tensiunea de control, V_G din circuitul din fig. 9.22, *b* este + 1 V, tranzistorul MOS cu canal de tip *n* are o rezistenţă între sursă şi drenă de 10 kΩ, iar tranzistorul MOS cu canal de tip *p* are o rezistenţă de 1 kΩ. Tranzistorul MOS cu canal de tip *p* este un canal iniţial, avînd tensiunea de strangulare V_P = + 8 V, iar tranzistorul MOS cu canal de tip *n* este un canal indus şi are tensiunea de stangulare egală cu zero. Să se deducă o expresie

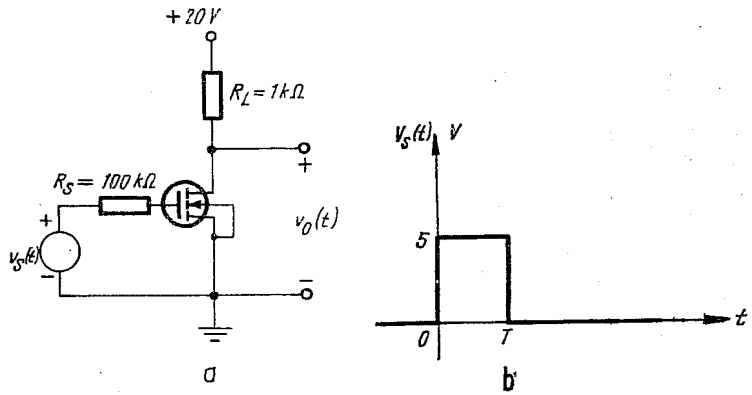


Fig. 9.23. Amplificator de impulsuri cu MOSTEC:
a – circuit; *b* – semnalul generatorului.

pentru raportul de divizare v_O/v_I pentru valori ale tensiunii V_G cuprinse între −2 şi +10 V. Să se schiţeze şi să se dimensioneze această relaţie folosind acelaşi sistem de coordonate ca la problema P 9.11.

CAPITOLUL 10

TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCŢIUNE

CAPITOLUL 10

TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCŢIUNE

10.1. Structura fizică

10.2. Caracteristicile statice ale curentului de drenă

10.2.1. Funcţionarea la tensiuni de drenă—sursă mici 876
10.2.2. Funcţionarea înainte de saturaţie 987
10.2.3. Funcţionarea după staturaţie 876

10.3. Aspecte ale funcţionării dinamice

10.4. Comparaţie între tranzistoarele cu efect de cîmp cu poartă joncţiune şi cele MOS

Bibliografie 987

Problème 987

10

Tranzistoare cu efect de cîmp cu poartă joncţiune

Acest capitol este consacrat tranzistoarelor cu efect de cîmp în care cîmpul electric, care modulează conductanţa canalului, apare pe regiunea golită (sau regiunea de sarcină spaţială) a unei joncţiuni *pn*. Se dau şi scheme echivalente care caracterizează comportarea în circuit a acestor tranzistoare *unipolare* cu joncţiuni[1]).

10.1. STRUCTURA FIZICĂ

Multe tranzistoare cu efect de cîmp au o structură în care canalul este mărginit de regiunile de sarcină spaţială a două joncţiuni, aşa cum se poate vedea în fig. 10.1, unde s-a ilustrat cazul unui tranzistor cu canal *n*. Cele două regiuni de tip *p* sînt conectate între ele formînd electrodul porţii. Deoarece acţiunea de control a porţii se realizează în regiunea canalului între cele două regiuni de sarcină spaţială, se va studia mecanismul conducţiei în această zonă, folosindu-se modelul oarecum idealizat prezentat în fig. 10.2. Dimensiunile relative ale diferitelor zone sînt puternic distorsionate în această schiţă ; tipic canalul este de cel puţin 10 ori mai lung decît larg, putînd fi chiar de cîteva sute de ori mai lung.

Analiza funcţionării se face numai pentru tranzistorul cu canal *n*, comportarea tranzistorului cu canal *p* fiind complet analogă.

Se presupune canalul uniform dotat şi avînd o lungime L, după cum este indicat şi în fig. 10.2. Distanţa dintre regiunile de tip *p* ale porţilor,

[1]) Aceste dispozitive se denumesc unipolare deoarece funcţionarea lor implică un singur fel de purtători de sarcină. Trecerea curentului prin canal este determinată de purtătorii majoritari din canal, cei minoritari jucînd un rol neînsemnat în funcţionarea dispozitivului. *(NA)*

regiuni ce se presupun a fi mult mai puternic dotate în comparație cu canalul, este $2a$. Deoarece regiunile de sarcină spațială asociate celor două joncțiuni pătrund în canal, lărgimea sa este mai mică decît $2a$. Lărgimea canalului se va nota $2b$, figura 10.2 indicînd dispozitivul la echilibru, cînd lărgimea canalului este uniformă, ca urmare a penetrării uniforme a regiunilor de sarcină spațială. Se va arăta mai tîrziu că această penetrație este neuniformă atunci cînd trece curent prin canal. Deci, în general lărgimea canalului va fi o funcție de y (axa de coordonate se plasează în lungul canalului). Dimensiunea canalului, normală la planul fig. 10.2 este h.

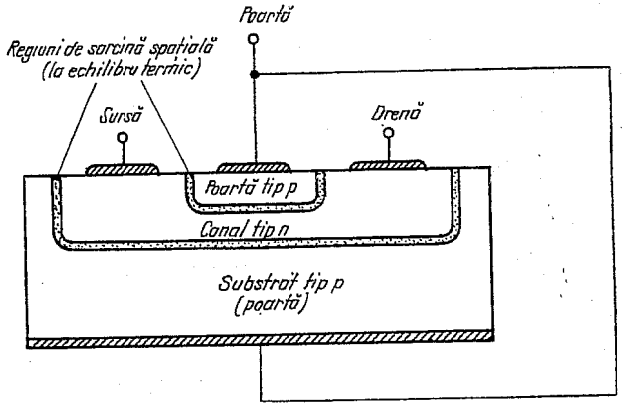


Fig. 10.1 Secțiunea transversală printr-un tranzistor cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune, cu canal n. Desenul nu este făcut la scară.

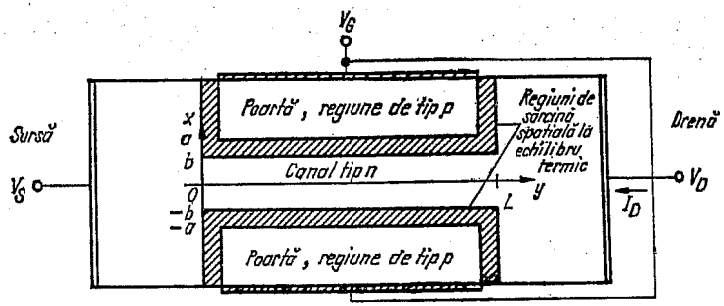


Fig. 10.2. Un model fizic pentru regiunea canalului la un tranzistor cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune, cu canal n. Desenul nu este făcut la scară.

Tranzistorul cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune funcționează în mod normal cu joncțiunile polarizate invers. Deci în structura cu canal n rezultă că V_G trebuie să fie negativ față de V_S și V_D. Deoarece purtătorii

majoritari din regiunea canalului se mișcă în mod normal de la sursă spre drenă, este necesar ca V_D să fie mai mare ca V_S, pentru a se produce un cîmp electric în direcția $-y$. Acest cîmp determină deplasarea electronilor spre drenă, obținîndu-se astfel un curent de drenă pozitiv, față de sensul considerat pozitiv indicat în fig. 10.2.

Acțiunea de control a porții asupra curentului se realizează în această structură prin penetrarea tot mai accentuată a regiunii de sarcină spațială în canal — reducînd deci lărgimea $2b$ a canalului — odată cu creșterea polarizării inverse a joncțiunilor. Prin reducerea lărgimii canalului se reduce și conductanța dintre sursă și drenă, deci scade și valoarea curentului de drenă.

În analiza ce urmează, pentru simplitate, se va neglija căderea de tensiune pe zonele n din afara canalului. Această neglijare este echivalentă cu considerarea potențialului la capătul $y = 0$ al canalului egal cu V_S și respectiv cu V_D la capătul $y = L$.

10.2. CARACTERISTICILE STATICE ALE CURENTULUI DE DRENĂ

10.2.1. Funcționarea la tensiuni de drenă-sursă mici

În continuare se va evalua valoarea curentului de drenă, determinîndu-se și dependența sa de tensiunile de poartă și de drenă. Se va considera la început situația în care diferența de potențial între drenă și sursă este mică în comparație cu cea dintre poartă și canal. În acest caz variația lărgimii regiunii de sarcină spațială de-a lungul canalului va fi neglijabilă, iar profilul canalului va fi uniform, ca de exemplu în fig. 10.2.

Potențialul canalului se va nota cu V. Deoarece s-a presupus că V_{DS} este mic, V este aproximativ egal cu V_S, potențialul sursei. Deci căderea de tensiune pe fiecare joncțiune va fi $V_G - V_S = V_{GS}$, care este o cantitate *negativă*.

Pentru a determina dimensiunea canalului, se va utiliza *aproximația de golire* (§ 4.2.1) în estimarea lărgimii regiunii de sarcină spațială. Deci sarcina spațială, cîmpul electric și potențialul în stratul de sarcină spațială din partea de sus a tranzistorului vor avea forma arătată în figura 10.3. Situația în stratul de sarcină spațială din partea de jos a tranzistorului este imaginea în oglindă a curbelor din fig. 10.3 și se poate obține prin reflexia diagramelor față de planul $x = 0$. Se va presupune că regiunile de tip p ale porților sînt mult mai dotate decît canalul de tip n, adică $N_A \gg N_D$.

În consecință, căderea cea mai mare de tensiune va avea loc pe porțiunea din regiunea de sarcină spațială cuprinsă în canal, deci:

$$V_{GS} = -\frac{1}{2}(a-b)\mathcal{E}_0, \qquad (10.1\,a)$$

unde $\mathcal{E}_0$ este valoarea maximă a intensității cîmpului în direcția x, așa cum este indicat în fig. 10.3, b [1]). Această valoare se poate determina aplicînd legea lui Gauss distribuției de sarcină din fig. 10.3, a. Deci:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{qN_D}{\varepsilon}(a - b), \tag{10.1b}$$

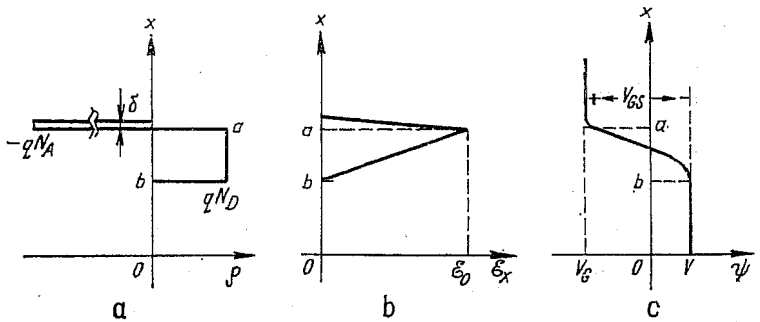


Fig. 10.3 Condițiile electrice în regiunea de sarcină spațială:
a — sarcina spațială; *b* — cîmpul electric; *c* — potențialul electric.

unde ε este permitivitatea dielectrică a semiconductorului. Eliminînd $\mathcal{E}_0$ între relațiile 10.1a și 10.1b se obține următoarea expresie pentru jumătatea dimensiunii canalului:

$$b = a - \left(-\frac{2\varepsilon}{qN_D} V_{GS}\right)^{1/2}. \tag{10.2}$$

Această relație confirmă raționamentul calitativ făcut anterior relativ la dependența dimensiunii canalului în funcție de tensiunea inversă aplicată joncțiunii. Pe măsură ce V_{GS} devine mai negativ, dimensiunea canalului scade, reducînd conductanța dintre sursă și drenă. Deschiderea canalului conductor scade la zero cînd V_{GS} atinge o valoare V_P egală cu:

$$V_P = -\frac{a^2 qN_D}{2\varepsilon}. \tag{10.3}$$

Acest parametru se numește *tensiune de strangulare* (*închidere*) avînd valori în intervalul de la cîțiva volți — pentru tranzistoarele destinate

[1]) În scrierea ecuației 10.1a, s-a neglijat diferența internă de potențial a joncțiunii în comparație cu V_{GS}. Dacă se dorește să se țină cont și de această diferență internă de potențial, este suficient ca partea stîngă a ecuației 10.1a să fie scrisă $V_{GS} - \psi_0$. *(NA)*

funcționării la tensiuni joase — pînă la valori de ordinul 100 V pentru tranzistoarele de tensiune ridicată. Atunci cînd V_{GS} scade pînă la V_P, nu mai există canal conductor între sursă și drenă, deoarece regiunile de sarcină spațială s-au atins, iar regiunea canalului este complet golită de purtători mobili. În acest sens TEC-J se aseamănă cu tranzistorul cu efect de cîmp MOS, cu canal inițial. În ambele cazuri există canalul conductor de la sursă la drenă pentru $V_{GS} = 0$, canal conductor care dispare cînd $V_{GS} = V_P$.

Valoarea jumătății dimensiunii canalului b, dată de ecuația 10.2 poate fi exprimată în funcție de V_P. Astfel:

$$b = a\left[1 - \left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right]. \tag{10.4}$$

Conductanța căii sursă-drenă este ca cea a unei bare rectangulare semiconductoare, de lungime L, lățime h, lărgime $2b$ și conductivitate $q\mu_e n_o$, unde μ_n este mobilitatea electronilor și $n_o = N_D$ este concentrația de echilibru a electronilor. Conductanța căii sursă-drenă va fi

$$G = q\mu_e n_o \frac{2hb}{L} \tag{10.5a}$$

sau, utilizînd expresia 10.4 pentru b:

$$G = G_0\left[1 - \left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right], \tag{10.5b}$$

unde

$$G_0 = \frac{2q\,\mu_e n_o ha}{L} \tag{10.5c}$$

este conductanța canalului cînd $V_{GS} = 0$. Corespunzător, caracteristicile curent de drenă-tensiune de drenă, cînd V_{DS} este mic sînt descrise de relația:

$$I_D = G V_{DS}$$

sau

$$I_D = G_0\left[1 - \left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right] V_{DS} \quad \text{pentru } V_{DS} \text{ mic}. \tag{10.6}$$

Aceste caracteristici de ieșire au forma arătată în figura 10.4 unde I_D este trasat în funcție de V_{DS}, cu V_{GS} ca parametru. Deși tranzistorul cu efect de cîmp, lucrează în mod normal cu V_{DS} și I_D pozitive, astfel că în canal curentul circulă de la sursă la drenă, curbele sînt trasate și în cadranul al treilea pentru a arăta că tranzistorul se comportă ca o conductanță liniară care este controlată de V_{GS} pentru ambele polarități ale tensiunii V_{DS},

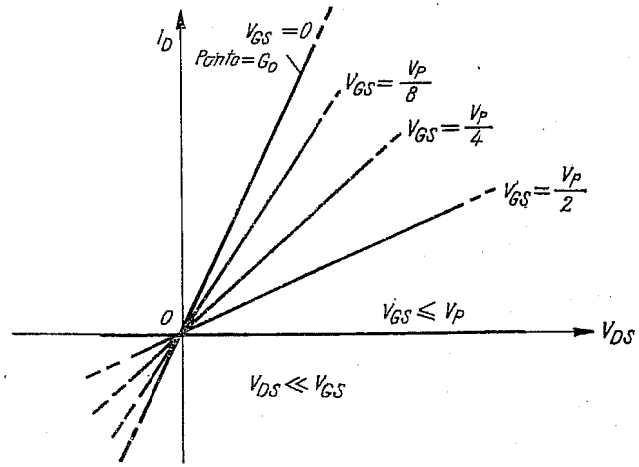


Fig. 10.4 Caracteristicile de ieșire pentru valori mici ale lui V_{DS}.

atît timp cît V_{DS} este suficient de mic, astfel că variația de potențial în lungul canalului să fie neglijabilă. Nu s-au trasat curbe pentru V_{GS} mai mare ca zero, deoarece tranzistorul lucrează întotdeauna cu joncțiunea porții polarizată invers.

Avînd în vedere că aceste joncțiuni polarizate invers au un curent invers foarte mic nu este necesar să se descrie grafic caracteristicile de intrare; se observă direct că valoarea curentului de poartă este aproximativ nulă.

Sînt multe aplicațiile în care tranzistoarele cu efect de cîmp lucrează în regiunea liniară, ilustrată în fig. 10.4. De exemplu, tranzistorul poate fi utilizat în atenuatoare controlate prin tensiune, după cum se indică în fig. 9.22, sau ca element în rețelele cu defazaj variabil.

10.2.2. Funcționarea înainte de saturație

Dacă tensiunea drenă-sursă nu este neglijabil de mică, pătrunderea stratului de sarcină spațială în canal nu este uniformă în lungul canalului, crescînd spre capătul lui dinspre drenă așa cum se indică în fig. 10.5.

Desigur și densitatea de curent din canal crește spre capătul dinspre drenă al canalului deoarece curentul de drenă trece printr-un canal tot mai strîmt.

Se va presupune că variația lărgimii canalului — în lungul său, de la sursă la drenă — se face suficient de lent astfel că în fiecare punct al canalului să se poată utiliza o analiză unidimensională (fig. 10.3) pentru regiunea de sarcină spațială[1]. Potențialul electrostatic V în porțiunea

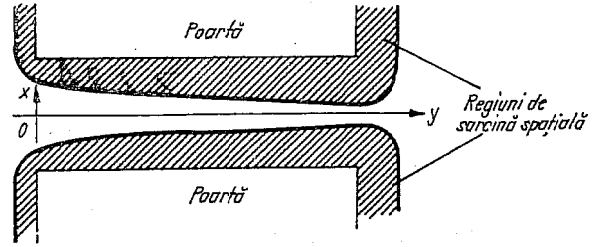


Fig. 10.5. Profilul canalului cînd prin el trece curent.

conductoare a canalului devine acum dependent de y. Se va presupune, pentru moment, că $V_G - V(y)$ este mai mare decît V_P în orice punct al canalului: aceasta înseamnă, cu alte cuvinte, canalul deschis.

Densitatea de curent pe direcția y este :

$$J_y(y) = q\mu_e n_o\left[\frac{-\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}\right], \tag{10.7}$$

deoarece $-\mathrm{d}V(y)/\mathrm{d}y$ este cîmpul electric longitudinal (pe direcția y) în punctul y. Curentul total din canal, într-un plan y este deci :

$$I_y = 2hb\,(y)J_y(y). \tag{10.8}$$

În cadrul presupunerii de mai sus — a variației graduale a lărgimii canalului — pentru b se pot aplica rezultatele analizei unidimensionale. Se utilizează pentru b aproximația dată de relația 10.4, pentru a exprima pe $b(y)$ în funcție de tensiunea inversă $V_G - V(y)$ în punctul y. Deci :

$$b(y) = a\left[1 - \left(\frac{V_G - V(y)}{V_P}\right)^{1/2}\right]. \tag{10.9}$$

Corespunzător, expresia curentului în planul y devine

$$I_y = -2\,ah\,q\mu_e n_o\left[1 - \left(\frac{V_G - V(y)}{V_P}\right)^{1/2}\right]\frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}. \tag{10.10}$$

[1] Dacă lărgimea canalului variază rapid, această aproximație graduală nu se mai aplică, iar ecuația lui Poisson trebuie rezolvată pentru o distribuție bidimensională a sarcinii. *(NA)*

Deoarece I_y trebuie să fie independent de y, fiind de fapt egal cu $-I_D$, relația 10.10 constituie o ecuație diferențială de ordinul unu în $V(y)$. Integrînd această ecuație de la sursă unde $y = 0$ și $V(y) = V_S$, pînă la drenă unde $y = L$ și $V(y) = V_D$ și rezolvînd în funcție de $I_D = -I_y$ se obține :

$$I_D = G_0 \left\{ V_{GS} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GS}}{V_P} \right)^{1/2} \right] - V_{GD} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GD}}{V_P} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (10.11a)$$

Acest rezultat care este valabil numai pentru $V_{GD} \geqslant V_P$ (și desigur pentru $V_{GS} \geqslant V_P$) poate fi pus într-o formă care să exprime curentul de drenă în funcție de tensiunea poartă-sursă V_{GS} și tensiunea drenă-sursă, ținînd cont că $V_{GD} = V_{GS} - V_{DS}$. Această formă este :

$$I_D = G_0 \left\{ \frac{2V_{GS}}{3} \left[\left(\frac{V_{GS} - V_{DS}}{V_P} \right)^{1/2} - \left(\frac{V_{GS}}{V_P} \right)^{1/2} \right] + \right.$$

$$\left. + V_{DS} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GS} - V_{DS}}{V_P} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (10.11b)$$

pentru $V_{GS} - V_{DS} \geqslant V_P$, $V_{GS} \geqslant V_P$.

Această relație descrie caracteristicile unui tranzistor cu efect de cîmp pentru tensiuni de poartă-drenă mai mari decît tensiunea de închidere (strangulare) ; ea are forma prezentată în fig. 10.6, unde I_D este trasat în funcție de V_{DS}, cu V_{GS} ca parametru. Curbele se trasează numai pînă în punctul unde $V_{GS} - V_{DS} = V_P$, deoarece după depășirea acestuia analiza din acest paragraf nu se mai aplică.

10.2.3. Funcționarea după saturație

Pentru valori ale tensiunii poartă-drenă mult mai negative decît tensiunea de strangulare (închidere) situația este complexă. Regiunea de sarcină spațială a pătruns complet în canal, la capătul dinspre drenă, așa cum este arătat în fig. 10.7, *a*. Densitatea de curent din canal crește mult la capătul dinspre drenă al canalului, iar curentul curge traversînd o regiune de sarcină spațială δ care se plasează între capătul canalului $y = L$ și regiunea neutră de tip *n* a drenei. Potențialul la extremitatea canalului este aproximativ $V_{GS} - V_P$. Rezultă căderea totală de tensiune de-a lungul canalului V_P. Potențialul în regiunea drenei este V_{DS}, care se presupune că depășește diferența $V_{GS} - V_P$ cu valoarea ΔV. Deci excesul tensiunii de drenă ΔV apare pe regiunea de sarcină spațială între extremi-

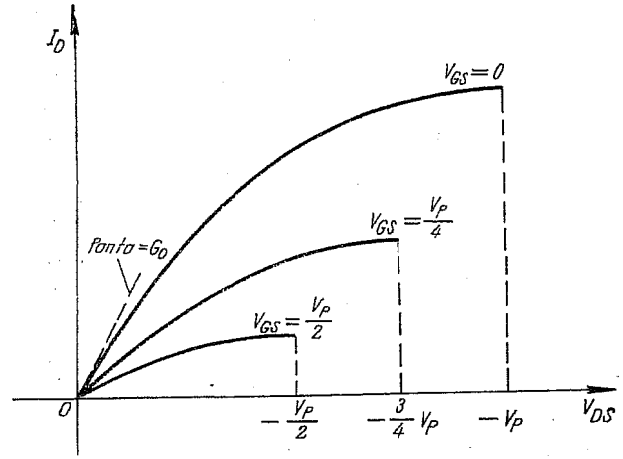


Fig. 10.6 Caracteristicile de ieșire, sursă comună, pentru funcționarea înainte de saturație.

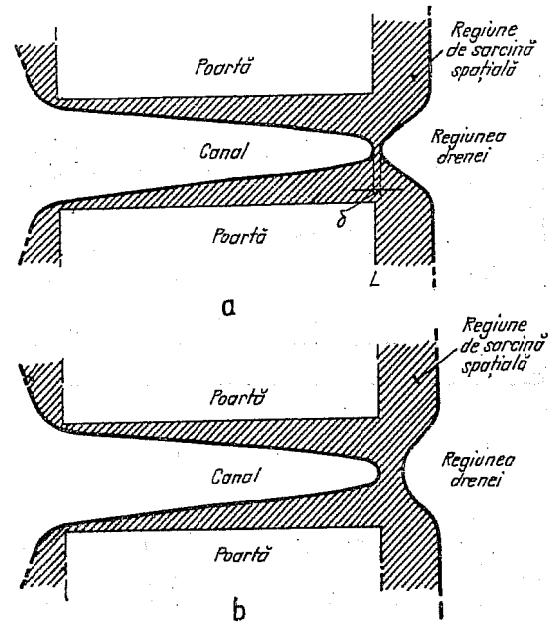


Fig. 10.7 Profilul canalului după saturație :
a – imediat după închidere $V_{DS} = V_{GS} - V_P + \Delta V$; b – pentru V_{DS} mai mare.

tatea canalului și regiunea drenei. Există deci în această regiune un cîmp intens pe direcția y ale cărui linii de cîmp pleacă de la ionii donori din regiunea de sarcină spațială și se opresc pe electronii din canal. Acesta este cîmpul care determină ca electronii care constituie curentul de drenă să se miște de la extremitatea canalului înspre regiunea drenei.

Distribuția de potențial în regiunea de sarcină spațială în apropierea extremității canalului nu poate fi obținută printr-o aproximare unimensională, iar aproximația graduală nu se poate aplica. Deși analiza detaliată a ceea ce se întîmplă lîngă extremitatea canalului este complexă și nu va fi dată aici, rezultatele ce se obțin sînt simple și destul de intuitive.

Pe măsură ce V_{DS} crește peste $V_{GS}-V_P$ o mare parte a acestei creșteri apare pe regiunea de sarcină spațială la extremitatea canalului, unde cîmpul electric este mare. Lățimea regiunii de sarcină spațială crește pe măsură ce V_{DS} crește, după cum este ilustrat în fig. 10.7,*b*. Cu toate acestea, la creșteri mari ale lui V_{DS} corespund creșteri mici ale lui δ. De aceea lungimea regiunii în care se poate aplica aproximația graduală descrește

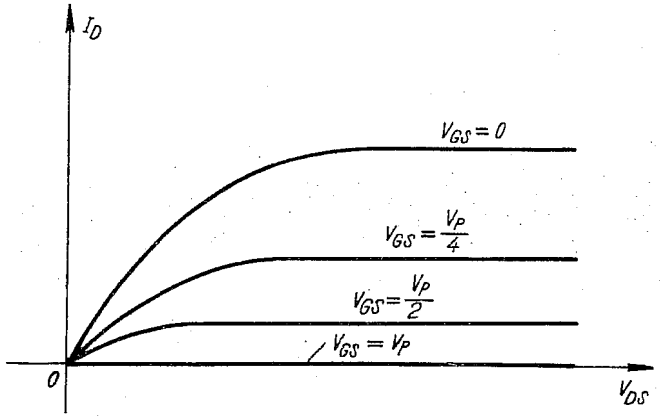


Fig. 10.8 Caracteristicile complete de drenă.

relativ lent, iar curentul de drenă rămîne aproximativ constant la valoarea pe care o avea la realizarea egalității $V_{DS}=V_{GS}-V_P$.

Deci caracteristicile de ieșire, cu sursa comună, pot fi extinse în regiunea în care canalul este închis — regiunea de saturație — prin prelungirea lor de-a lungul liniilor de curent constant, așa cum se indică în fig. 10.8.

Corespunzător relația curent-tensiune a tranzistorului cu efect de cîmp, idealizat, descris în acest capitol în concordanță cu relația 10.11 b, este:

$$I_D=\begin{cases} G_0\left\{\frac{2V_{GS}}{3}\left[\left(\frac{V_{GS}-V_{DS}}{V_P}\right)^{1/2}-\left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right]+\right. \\ \left.+V_{DS}\left[1-\frac{2}{3}\left(\frac{V_{GS}-V_{DS}}{V_P}\right)^{1/2}\right]\right\} \\ \text{pentru } V_{GS}\geqslant V_P,\ V_{GS}-V_{DS}\geqslant V_P \\ G_0\left\{-\frac{V_P}{3}+V_{GS}\left[1-\frac{2}{3}\left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right]\right\} \\ \text{pentru } V_{GS}>V_P,\ V_{DS}>V_{GS}-V_P. \end{cases} \tag{10.12}$$

Cînd tranzistorul cu efect de cîmp lucrează într-un punct de funcționare în care canalul este închis, curentul de drenă este determinat în principal de distribuția de potențial din acea porțiune a canalului situată la stînga punctului de închidere. Această porțiune a canalului suportă o cădere de tensiune longitudinală V_P și are o lungime cu puțin mai mică decît lungimea totală (geometrică) L. Corespunzător curentul care se stabilește, este clar independent de V_{DS}, pentru o valoare constantă V_{GS}. Curentul de drenă din porțiunea deschisă a canalului (din regiunea graduală) trece prin regiunea de sarcină spațială, la dreapta punctului de închidere, curgînd spre drenă.

10.3. ASPECTE ALE FUNCȚIONĂRII DINAMICE

Proprietățile dinamice ale TEC cu poartă-joncțiune sînt determinate — la fel ca la structurile MOS studiate în secțiunea 9.4 — de sarcina din regiunea porții. Deci modelul static dat de ecuațiile 10.12 poate fi extins pentru a include și variațiile rapide ale tensiunilor joncțiunii prin adăugarea unei înmagazinări de sarcină care să reflecte suplimentul de curent la terminalul porții atunci cînd variază sarcina înmagazinată în regiunea de sarcină spațială a joncțiunii. Deoarece cîmpul în regiunea de sarcină spațială depinde neliniar de tensiunea de poartă sarcina înmagazinată nu se va putea modela în general printr-o capacitate liniară. Dacă, totuși gama de variație a tensiunii de poartă este restrînsă în mod conve-

nabil (semnal mic) curentul de poartă poate fi modelat printr-o capacitate diferențială corespunzătoare regiunii de sarcină spațială, la fel ca în § 4.4.1 (v. Problema P. 10.5).

10.4. COMPARAȚIE ÎNTRE TRANZISTOARELE CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ — JONCȚIUNE ȘI CELE MOS

TEC cu poartă — joncțiune și TEC—MOS sînt foarte asemănătoare în ceea ce privește atît principiul lor de funcționare cît și caracteristicile electrice. Cu toate acestea există două mari deosebiri care nu trebuie neglijate.

Prima, TEC cu poartă-joncțiune pot lucra doar prin golire. Dacă joncțiunea porții este polarizată direct, are loc o injecție de purtători în exces iar curentul de poartă devine important. Deși conductanța canalului este mărită într-o oarecare măsură de prezența purtătorilor în exces, tranzistorul nu lucrează niciodată în acest mod deoarece apare curentul de poartă[1]).

A doua, chiar cînd TEC cu poartă — joncțiune lucrează cu polarizare inversă a joncțiunii, curentul de poartă este mai mare decît ar fi la un TEC—MOS comparabil. Curentul produs prin extragerea de purtători minoritari la o joncțiune polarizată invers este mai mare, pe unitatea de arie, decît curentul determinat de rezistența stratului de oxid într-un TEC—MOS. Ca urmare tranzistorul cu poartă izolată este mult mai util în aplicațiile de electrometrie decît TEC cu poartă — joncțiune.

Din aceste motive și de asemenea deoarece sînt într-o oarecare măsură mai ușor de fabricat, TEC—MOS sînt mult mai larg răspîndite decît TEC cu poartă — joncțiune.

BIBLIOGRAFIE

[10.1] L. J. Sevin, Jr. *Field-Effect Transistors.* McGraw-Hill, New York, 1965.

[10.2] R. H. Mattson. *Electronics.* Wiley, New York, 1966, § 3.4C.

[10.3] J. G. Linvill and J. F. Gibbons. *Transistors and Active Circuits.* McGraw-Hill, New York, 1961, § 8.2.

[1]) Un dispozitiv similar ca structură, *tranzistorul unijoncțiune*, funcționează cu joncțiunea polarizată direct. Pentru o descriere a acestui dispozitiv activ cu doi electrozi vezi referințele bibliografice [10.2] și [10.3]. *(NA)*

PROBLEME

P.10.1. În această problemă se tratează dependența lărgimii canalului în funcție de tensiunea poartă-sursă pentru un tranzistor cu efect de cîmp la care diferența de potențial de contact *nu* este neglijabilă.

a) Să se determine o relație analogă cu relația 10.2, care să se aplice în acest caz.

b) Să se determine o expresie pentru tensiunea de strangulare (închidere) și să se exprime dependența de această tensiune a jumătății din lărgimea canalului, (se determină o relație analogă cu relația 10.4).

c) Să se arate că rezultatele de mai sus se reduc la relațiile (10.2) (10.3) (0.4) cînd ψ_0 tinde la zero.

P.10.2. Se consideră un TEC—J cu canal *n*, care are structura prezentată în fig. 10.2 și următorii parametri:

$$N_A = 10^{13}\ \text{cm}^{-3};$$
$$N_D = 10^{15}\ \text{cm}^{-3};$$
$$n_i = 10^{10}\ \text{cm}^{-3};$$
$$a = 2\ \mu\text{m};$$
$$\varepsilon = 10^{-12}\ \text{F/cm};$$
$$L = 20\ \mu\text{m};$$
$$h = 100\ \mu\text{m};$$
$$\mu_e = 10^{3}\ \text{cm}^2/\text{Vs}.$$

a) Care este valoarea diferenței de potențial de contact ψ_0?

b) Care este valoarea tensiunii de strangulare (închidere) V_P?

c) Care este valoarea conductanței canalului G_0 pentru $V_{GS} = 0$?

Răspunsuri: *a*) $\psi_0 = 0,75\text{V}$; *b*) $V_P = 3,2\text{V}$; *c*) $G_0 = 3,2 \times 10^{-4}\ \text{S}$

P.10.3. În această problemă se tratează distribuția de potențial în lungul canalului unui TEC—J cu canal *n*.

a) Să se verifice relația 10.10.

b) Observînd că I_y este constant și egal cu $-I_D$, să se determine o expresie pentru potențialul canalului (măsurat față de sursă) în funcție de y. Să se traseze grafic rezultatul la $V_{GS}=0$, pentru trei valori ale lui V_{DS}: $V_{DS} = V_P/10$, $V_{DS} = -V_P/2$, $V_{DS} = -V_P$.

c) Utilizînd rezultatul pentru $V(y)$ determinat la (*b*) să se verifice relațiile (10.11a) și (10.11b).

P. 10.4. Curentul de drenă maxim al unui TEC—J cu canal *n* se realizează pentru $V_{GS}=0$ și V_{DS} mai mare ca V_P. Se notează acest curent I_{DO}.

a) Să se determine o expresie pentru I_{DO} în funcție de G_0 și V_P.

b) Să se determine valoarea lui I_{DO} pentru tranzistorul descris în problema P.10.2.

P.10.5. În această problemă se tratează comportarea dinamică a unui TEC—J cu canal *n*, avînd structura ilustrată în fig. 10.2. Se va presupune că:

1) Regiunea porții este mult mai puternic dotată față de regiunea canalului, care are o concentrație de impurități donoare N_D.

2) Joncțiunile sînt abrupte.

a) Utilizînd aproximația de golire să se determine o expresie pentru sarcina totală Q_G în porțiunile din poartă ale regiunii de sarcină spațială; se va presupune v_{DS} mult mai mic decît $|V_P|$, iar rezultatul se va exprima în funcție de diferența de potențial de contact Ψ_0 și de tensiunea poartă-sursă v_{GS}.

b) Să se determine o expresie pentru capacitatea diferențială C_{gs} pentru cazul în care v_{DS} este mult mai mic ca $|V_P|$. Să se exprime rezultatul în funcție de ψ_0 și componenta de c.c. a tensiunii poartă-sursă V_{GS}.

c) Să se repete punctele (*a*) și (*b*) pentru cazul în care tranzistorul este la marginea regiunii de saturație, adică $V_{DS} = V_{GS} - V_P$.

Indicație: Sarcina totală a porții Q_G poate fi obținută utilizînd distribuția de potențial în canal, pentru a evalua densitatea de sarcină în jumătatea din poartă a regiunii de sarcină spațială în funcție de y, iar apoi integrînd în funcție de y.

CAPITOLUL 11

CIRCUITE ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC PENTRU TRANZISTOARE

CAPITOLUL 11

CIRCUITE ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC PENTRU TRANZISTOARE

11.1. Funcționarea liniară a circuitelor active

11.2. Circuite echivalente de semnal mic pentru dispozitive active

11.2.1. Tehnica modelării
11.2.2. Alegerea mărimilor și notații

11.3. Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare cu efect de cîmp

11.3.1. Liniarizarea modelelor cu variabile totale
11.3.2. Circuitul echivalent de semnal mic
11.3.3. Elemente extrinseci circuitului echivalent
11.3.4. Circuite echivalente de semnal mic pentru JTEC cu canal tip *p*

11.4. Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare bipolare

11.4.1. Comportarea fizică la semnal mic
11.4.2. Circuit echivalent de semnal mic
11.4.3. Elemente extrinseci circuitului echivalent
11.4.4. Circuite echivalente pentru tranzistoare *npn*

11.5. Aplicații ale circuitelor echivalente de semnal mic

11.5.1. Amplificator cu emitorul comun
11.5.2. Amplificator cu colectorul comun
11.5.3. Defazor cu TEC
11.5.4. Stabilizator de tensiune

Probleme

11

Circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistoare

11.1. FUNCȚIONAREA LINIARĂ A CIRCUITELOR ACTIVE

În sistemele de prelucrare a semnalelor de multe ori apare necesitatea *amplificării liniare* a semnalelor. Un exemplu bine cunoscut, pentru care o asemenea cerință se impune, îl constituie amplificatoarele utilizate în sistemele de reproducere a muzicii. Semnalul produs de doza picupului care poate asigura o putere de cîțiva microwați la nivele de cîțiva milivolți, trebuie amplificat la o putere de cîțiva wați necesari difuzorului. În plus, sistemul care realizează această amplificare trebuie să fie *liniar*.

Considerăm un amplificator simplu cu tranzistor arătat în fig. 11.1 pentru a ilustra cum un tranzistor cu joncțiuni — un dispozitiv activ reprezentativ — poate fi utilizat pentru a obține o amplificare liniară. În acest circuit, care este similar cu amplificatoarele cu emitorul comun analizate în cap. 7, tranzistorul este utilizat ca un dispozitiv de control care modulează fluxul de energie de la sursa de cc, indicată cu $-V_{CC}$, spre sarcina reprezentată prin R_L. Comanda acestui dispozitiv este asigurată de tensiunea v_I; cînd v_I este negativă, joncțiunea emitorului este polarizată direct și rezistența R_L este parcursă de curent. Pe baza modelelor expuse în § 7.3.2 ne așteptăm ca, *caracteristica statică de transfer* care reprezintă variația v_0 de v_I, să aibă forma generală reprezentată în fig. 11.1, *b*.

Presupunem acum că tensiunea la intrare v_I este formată din două componente: componenta de repaus sau de cc V_I și componenta varia-

bilă în timp v_i. Similar, tensiunea la ieşire poate fi descompusă în două componente. Componenta de repaus sau de cc, V_o, a tensiunii de ieşire este legată de V_I prin caracteristica de transfer după cum se arată în fig. 11.1, *b*; punctul Q indică *punctul de funcţionare al amplificatorului.* Componenta de semnal v_i a tensiunii de la intrare produce deviaţia valorilor instantanee ale tensiunilor şi curenţilor amplificatorului faţă de valorile corespunzătoare punctului Q. Dacă v_i este suficient de mic, componenta de semnal v_o a tensiunii la ieşire va fi o funcţie *liniară* şi

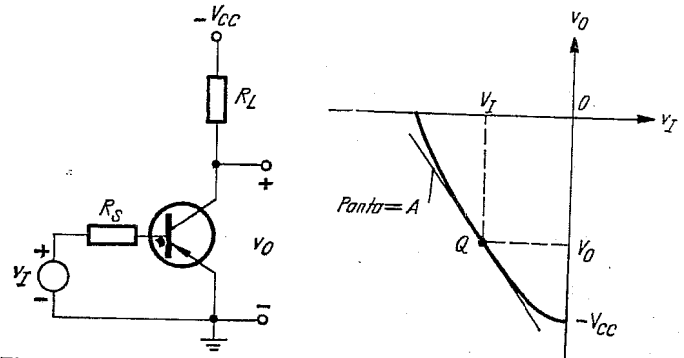


Fig. 11.1 Amplificator cu tranzistor cu sarcină rezistivă (toate tensiunile sînt specificate faţă de masă):
a—circuitul; *b* — caracteristica de transfer în repaus.

omogenă de v_i. Adică v_o va fi liniar dependentă de v_i, ceea ce reprezintă proprietatea dorită a sistemelor liniare de prelucrare a datelor. Dacă v_i variază suficient de lent astfel încît caracteristica de transfer în repaus să descrie adecvat dependenţa lui v_O de v_I, componenta de semnal la ieşire va fi aproximată de:

$$v_o = Av_i,$$

unde A este *panta* caracteristicii de transfer în punctul de funcţionare Q. Dacă v_i variază mai rapid, relaţia între v_o şi v_i va implica de asemenea derivatele în raport cu timpul al acestor variabile şi nu va putea fi obţinută din caracteristica statică de transfer. Cu toate acestea, relaţia dintre v_o şi v_i va rămîne încă liniară şi omogenă atît timp cît v_i *rămîne suficient de mic.*

Dacă v_i este suficient de mic astfel ca v_o să fie liniar dependent de v_i circuitul se numeşte circuit *liniar pentru semnal mic* iar v_o şi v_i se numesc *variabile de semnal mic.* Căutăm acum să caracterizăm dispozitivul activ şi circuitul care conţine o relaţie liniară între v_o, v_i şi alte variabile de

semnal mic. La început vom expune circuitele echivalente care reprezintă relaţiile între componentele de semnal mic ale variabilelor electrice la bornele dispozitivului activ, adică curenţii prin borne (terminale) şi tensiunile între perechi de borne.

11.2. CIRCUITE ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC PENTRU DISPOZITIVE ACTIVE

11.2.1. Tehnica modelării

Există două metode de obţinere a circuitelor echivalente de semnal mic pentru dispozitive active. Ambele căi, deşi diferite la o examinare în detaliu, conduc, desigur, la aceleaşi concluzii privitoare la comportarea la semnal mic a dispozitivului.

Prima cale porneşte de la legile fizice care guvernează comportarea fizică internă a dispozitivului — legi ca ecuaţiile de continuitate pentru goluri şi electroni, legi de conservare, relaţiile lui Boltzman şi legea lui Gauss — şi de la descrierea structurii dispozitivului. Ecuaţiile care descriu comportarea internă (a dispozitivului) sînt exprimate în funcţie de componente de repaus şi de semnal mic ale unor variabile *interne*, de exemplu concentraţia purtătorilor de sarcină şi densităţile de curent, şi sînt liniarizate pentru o mică perturbaţie în jurul unui punct de funcţionare. Ecuaţiile *liniare* care rezultă între componentele *de semnal mic* ale variabilelor *interne* sînt analizate apoi în scopul determinării relaţiilor dorite între componentele de semnal mic ale variabilelor *la borne* — tensiuni şi curenţi.

A doua cale porneşte cu descrierea comportării electrice a dispozitivului în funcţie de ecuaţiile între variabile instantanee totale *de terminal* adică curenţii prin terminale şi tensiunile între perechi de terminale. Desigur, aceste ecuaţii trebuie obţinute în prealabil din analiza comportării fizice interne. Aceste descrieri cu ajutorul variabilelor totale la borne sînt liniarizate în jurul unui punct de funcţionare pentru determinarea directă a relaţiilor *liniare* dintre componentele de semnal mic ale variabilelor la bornele dispozitivului. Deoarece noi dorim ca descrierile cu ajutorul circuitului echivalent de semnal mic să înglobeze efectele dinamice — adică sînt aplicabile cînd variabilele de semnal mic se schimbă rapid — este nevoie să se înceapă cu studiul circuitelor variabile totale *dinamice* (de exemplu, modelul de control prin sarcină pentru tranzistorul bipolar cu joncţiuni); modelul *static* cu variabile totale nu este suficient.

Aceste două alternative de abordare a modelării pentru comportarea la semnal mic a dispozitivelor active sînt ilustrate comparativ în fig. 11.2. În acest capitol ne vom ocupa de ambele metode. În mod concret, vom liniariza relaţiile între variabilele totale curent — tensiune prezentate

în cap. 9 în vederea obținerii unui circuit echivalent valabil pentru semnale mici pentru tranzistoarele cu efect de cîmp, în timp ce, pentru tranzistoarele bipolare vom întemeia caracterizarea de semnal mic pe analiza liniarizată a comportării fizice interne a acestui dispozitiv. În ambele cazuri, relațiile liniare între componentele de semnal mic ale variabilelor de terminal pot fi interpretate ca reprezentînd *circuite echivalente* formate dintr-o combinație de elemente bine cunoscute ale circuitelor liniare ca rezistențe, capacități și surse controlate sau dependente.

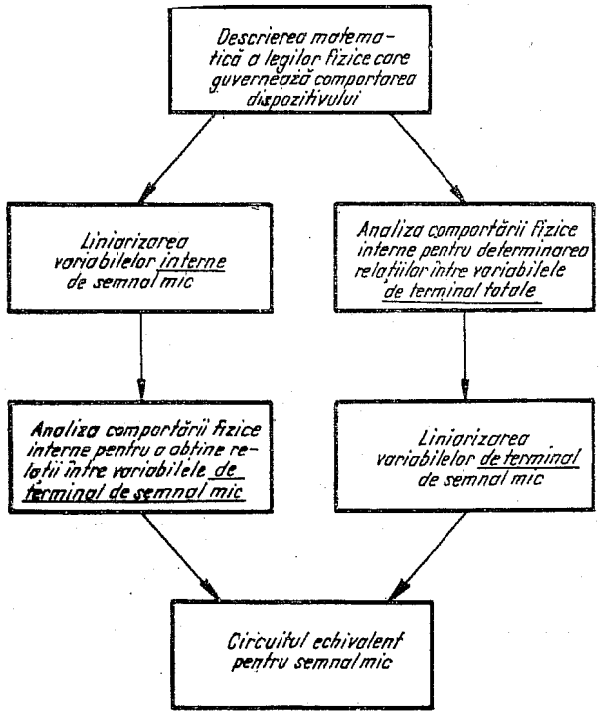


Fig. 11.2. Comparație între cele două metode de obținere a circuitelor echivalente de semnal mic.

11.2.2. Alegerea mărimilor și notații

Tranzistoarele sînt dispozitive cu trei terminale și pot fi caracterizate la și între aceste terminale de trei curenți și trei tensiuni. După cum am văzut, legea lui Kirchhoff pentru curenți poate fi utilizată pentru a exprima oricare curent în funcție de ceilalți doi și legea lui Kirchhoff pentru tensiuni poate fi utilizată pentru exprimarea oricărei tensiuni între o pereche de terminale în funcție de celelalte două. Prin urmare, pentru obținerea circuitelor echivalente pentru semnal mic avem nevoie să dispunem de doi curenți la terminal și două tensiuni între perechi de terminale.

În conformitate cu notațiile introduse mai întîi în cap. 1 și aplicate din nou în cap. 6 notăm valorile instantanee totale ale curenților și tensiunilor cu simboluri cu litere mici și indici cu litere mari (i_A, v_B etc). Notăm componentele de repaus sau de cc ale mărimilor variabile cu simboluri cu litere mari și indici cu litere mari (I_A, V_B etc.) în timp ce componentele instantanee de semnal mic sînt notate cu simboluri cu litere mici și indici cu litere mici (i_a, v_a etc.). Ținînd cont că lucrăm cu relații liniare între componentele de semnal mic ale variabilelor, nu ne interesează cazul special și important al funcțiilor care variază exponențial în timp. Deoarece aceste semnale exponențiale sînt deobicei descrise prin amplitudinile lor complexe, rezervăm simbolurile cu litere mari și indicii cu litere mici (I_a, V_b etc.) pentru amplitudinile complexe.

11.3. CIRCUITE ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC PENTRU TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP

După cum am văzut în cap. 9 și 10, tranzistoarele cu efect de cîmp de tip MOS și cu joncțiune au o comportare electrică asemănătoare. În felul acesta, aceste tranzistoare pot fi tratate împreună în analiza care se va face în scopul obținerii circuitelor lor echivalente pentru semnale mici. În continuare vom trata în detaliu cazul concret al tranzistorului cu efect de cîmp de tip MOS și apoi vom extinde rezultatele obținte pentru a le aplica și tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune.

Facem această discuție pentru un tranzistor cu *canal de tip n* care lucrează fie în regimul de îmbogățire, fie de sărăcire. Vom vedea mai tîrziu că circuitele echivalente obținute sînt deasemenea aplicabile și pentru dispozitive cu *canal de tip p*. Deoarece cele mai multe aplicații de amplificare cu tranzistoare cu efect de cîmp presupun funcționarea acestor tranzistoare în regiunea *de saturație* a curentului de drenă, adică cu capătul dinspre drenă al canalului gîtuit, ne limităm analiza de semnal mic la această regiune de funcționare[1]). Pentru un dispozitiv activ cu canal de tip n, condiția corespunzătoare pentru tensiune este :

$$v_{GS} - V_P < v_{DS} \qquad (11.1\text{ a})$$

[1]) Problema 11.1 tratează analiza de semnal mic pînă la gîtuire, unde curentul de drenă nu este saturat (*NA*).

sau, ceea ce e echivalent,

$$v_{GD} < V_P, \tag{11.1 b}$$

unde V_P reprezintă tensiunea de gîtuire. În sfîrşit, presupunem că tensiunea între perechile de terminale nu variază prea rapid pentru a nu fi nevoie de a lua în consideraţie efectele timpului de tranzit.

11.3.1. Liniarizarea modelelor cu variabile totale

În condiţiile descrise de ecuaţiile (11.1) adică, atunci cînd curentul de drenă este saturat şi independent de v_{DS}, curenţii de poartă şi de drenă sînt, în conformitate cu (9.31 b) şi (9.40 a)

$$i_G = \frac{2}{3} C_o \frac{dv_{GS}}{dt} \tag{11.2 a}$$

$$i_D = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} \frac{(v_{GS} - V_P)^2}{2}. \tag{11.2 b}$$

În aceste ecuaţii C_o reprezintă capacitatea poartă-stratul de oxid-canal în lipsa curentului de drenă, μ_e este mobilitatea electronilor în canal, ε este permitivitatea dielectrică a stratului de oxid, W este grosimea stratului de oxid şi L este lungimea canalului. Aceste ecuaţii pentru curenţii de poartă şi drenă nu ţin cont de capacitatea de suprapunere (overlap) între poartă şi drenă ilustrată în fig. 9. 19, *b*; analiza noastră este simplificată dacă la modelul de semnal mic care rezultă din liniarizarea ecuaţiei (11.2) vom adăuga ulterior această capacitate.
Tensiunea poartă-sursă poate fi exprimată în funcţie de componentele de cc şi de semnal mic după cum urmează;

$$v_{GS} = V_{GS} + v_{gs}. \tag{11.3}$$

Curenţii de poartă şi drenă pot fi scrişi în mod asemănător. Substituind (11.3) în expresia curentului de poartă din (11.2 a), obţinem:

$$I_G = 0 \tag{11.4 a}$$

$$i_g = \frac{2}{3} C_o \frac{dv_{gs}}{dt}. \tag{11.4 b}$$

Curentul de drenă dat de (11.2 b) depinde neliniar de v_{GS}. Dezvoltarea în serie Taylor în jurul punctului de funcţionare Q, unde $v_{GS} = V_{GS}$, este de forma:

$$i_D = i_D\Big|_Q + \frac{di_D}{dv_{GS}}\Big|_Q v_{gs} + \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_D}{dv_{GS}^2}\Big|_Q v_{gs}^2 + \text{ termeni de ordin superior.} \tag{11.5 a}$$

Dacă folosim ecuaţia (11.2b) pentru a evalua primii doi termeni în această dezvoltare şi *dacă presupunem, că v_{gs} este suficient de mică astfel ca termenii de ordin secundar şi superior să fie neglijabil de mici*, obţinem:

$$i_D = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} \frac{(V_{GS} - V_P)^2}{2} + \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} (V_{GS} - V_P) v_{gs}. \tag{11.5 b}$$

Astfel, deoarece $i_D = I_D + i_d$, avem:

$$I_D = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} \frac{(V_{GS} - V_P)^2}{2} \tag{11.6 a}$$

$$i_d = \frac{\mu h_e \varepsilon}{WL} (V_{GS} - V_P) v_{gs}. \tag{11.6 b}$$

Relaţiile între variabilele din punctul de funcţionare sau de cc date de ecuaţiile (11.4a) şi (11.6a) sînt, desigur, relaţiile statice obţinute în cap. 9. Relaţiile *liniare* între variabilele *de semnal mic* date de ecuaţiile (11.4b) şi (11.6b) descriu un circuit echivalent parţial pentru semnale mici pentru TEC. Este convenabil de scris aceste relaţii liniare în forma următoare:

$$i_g = C_{gs} \frac{dv_{gs}}{dt} \tag{11.7 a}$$

$$i_d = g_m v_{gs} \tag{11.7 b}$$

unde

$$C_{gs} = \frac{2}{3} C_o \tag{11.8 a}$$

$$g_m = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} (V_{GS} - V_P), \tag{11.8 b}$$

Coeficientul C_{gs} se numeşte *capacitate de semnal mic poartă-sursă*, valoarea ei fiind cuprinsă între 2 şi 20 pF pentru tranzistoare MOS uzuale. Coeficientul g_m se numeşte *pantă* sau *conductanţă mutuală*[1]) *sau conductanţa de transfer de semnal mic*; el caracterizează acţiunea principală de control a tranzistorului cu efect de cîmp în funcţionare la semnale mici. Astfel, o mică creştere a tensiunii poartă-sursă măreşte cîmpul electric în stratul de oxid şi extrage o sarcină mai mare în regiunea canalului. Prin urmare, are loc o creştere proporţională a curentului de drenă, g_m fiind coeficientul de proporţionalitate. În dispozitive MOS uzuale, g_m poate lua valori între 0,1 şi 10 mS. De notat că conductanţa mutuală şi componenta de cc a curentului de drenă nu sînt independente una de cealaltă; g_m poate fi exprimat în funcţie de I_D şi $V_{GS}-V_P$ (v. problema PII. 2). Capacitatea de suprapunere existentă între poartă şi capătul dinspre drenă al canalului şi pe care o notăm aici cu C_{gd} întreţine o variaţie mică de curent

$$i = C_{gd}\frac{\mathrm{d}v_{gd}}{\mathrm{d}t}. \qquad (11.\ 9)$$

Acest curent trebuie adăugat la i_g şi scăzut din i_d. Astfel, cînd capacitatea de suprapunere trebuie luată în consideraţie, comportarea la semnale mici a tranzistorului MOS este descrisă de

$$i_g = C_{gs}\frac{\mathrm{d}v_{gs}}{\mathrm{d}t} + C_{gd}\frac{\mathrm{d}v_{gd}}{\mathrm{d}t} \qquad (11.10\ \text{a})$$

$$i_d = g_m v_{gs} - C_{gd}\frac{\mathrm{d}v_{gd}}{\mathrm{d}t}. \qquad (11.10\ \text{b})$$

Capacitatea C_{gd} de semnal mic poartă-drenă are valori uzuale cuprinse între 0,1 şi 1 pF. Se observă că această capacitate este mult mai mică decît C_{gs}.

11.3.2 Circuitul echivalent de semnal mic

Ecuaţiile liniare (11.10) descriu un circuit echivalent pentru tranzistorul cu efect de cîmp. Aceste ecuaţii pot fi interpretate ca definind un circuit format din elemente liniare de circuit ca în fig. 11.3. Se poate constata echivalenţa perfectă între acest circuit şi ecuaţiile (11.10) observînd că ecuaţia (11.10 a) se obţine scriind legea lui Kirchhoff pentru curenţi în nodul notat cu g, iar ecuaţia (11.10 b) prin însumarea curenţilor la nodul

[1]) Sau transconductanţă *(N.T.)*.

notat cu d. În acest fel circuitul din fig. 11.3 descrie comportarea la semnale mici a tranzistorului. Acest circuit *poate înlocui* tranzistorul în calculele care utilizează variabilele de semnal mic aşa cum vom vedea în § 11.5.

11.3.3. Elemente extrinseci circuitului echivalent

Circuitul din fig. 11.3 reflectă consecinţele de semnal mic asupra mecanismului principal de funcţionare al TECMOS. Acest mecanism implică modularea conductanţei canalului şi a curentului de drenă de către sarcina

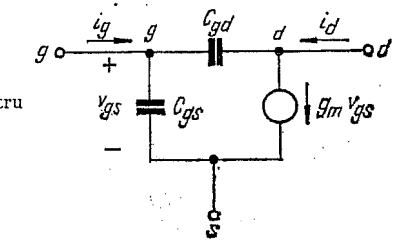


Fig. 11.3. Circuit echivalent de semnal mic pentru tranzistorul cu efect de cîmp.

porţii. Pentru tranzistorul MOS real există cîteva mecanisme suplimentare de natură secundară, dar, care influenţează comportarea la semnal mic a dispozitivului. Două din aceste efecte suplimentare sînt cele mai importante:

— o fracţiune a tensiunii drenă-sursă cade pe rezistenţele asociate regiunilor de sursă şi drenă şi pe contactele ohmice la aceste regiuni;

— există un cuplaj capacitiv între electrozii tranzistorului şi capsula în care dispozitivul este montat. O capacitate există de asemenea între regiunile de sursă şi drenă pe de o parte şi substratul de tip p pe care tranzistorul este construit pe de altă parte. În montajele cu circuite integrate această capacitate a substratului este dominantă în timp ce capcitatea între electrozi este destul de mică.

Aceste efecte sînt frecvent considerate *extrinseci* sau *externe* în sensul că ele nu sînt de bază în funcţionarea dispozitivului, ci mai de grabă apar din considerente exterioare inevitabile. Circuitul echivalent pentru semnal mic, care ţine cont de aceste efecte extrinseci, este arătat în fig. 11.4. Acest circuit se obţine din circuitul de bază arătat în fig. 11.3, prin adăugarea a cinci elemente exterioare — trei capacităţi între electrozi şi două rezistenţe ale electrozilor. Rezistenţele serie a sursei şi drenei r_s şi respectiv r_d pot avea valori cuprinse între aproximativ 10Ω şi cîteva sute de ohmi, în timp ce, capacităţile dintre electrozi au valori cuprinse între 0,2 şi 1pF (C'_{ds} este ceva mai mare din cauza cuplajului capacitiv realizat prin joncţiunile pn care izolează regiunile sursei şi drenei de substrat). Deşi sînt puţine situaţiile în care toate elementele externe circuitului echivalent

din (11.4) contează, este important de a şti de existenţa lor deoarece aceste elemente tind să facă tranzistorul real „intern" sau „intrinsec" mai puţin accesibil la terminale.

11.3.4. Circuite echivalente de semnal mic pentru TECJ cu canal de tip p

Deşi în § 11.3.1 analiza s-a făcut pentru TEC cu canal de timp n, rezultatele obţinute din circuitele echivalente din fig. 11.3 sau 11.4 sînt de asemenea aplicabile şi dispozitivelor cu canal de tip p. Un dispozitiv cu canal

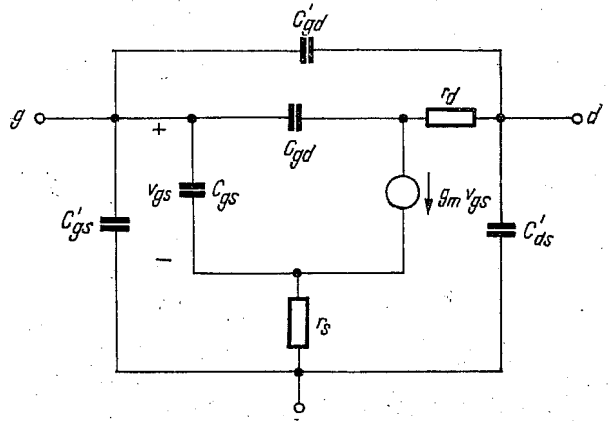


Fig. 11.4. Circuit echivalent de semnal mic pentru tranzistorul cu efect de cîmp care include elemente externe asociate cu cuplajul electrostatic între electrozi şi cu rezistenţele serie ale sursei şi drenei.

de tip p diferă din punct de vedere al descrierii sale la terminale de un dispozitiv cu canal de tip n, numai prin aceea că, *toate* tensiunile între perechi de terminal şi *toţi* curenţii de terminal au polaritate opusă (pentru aceleaşi direcţii de referinţă standard). Prin urmare, ecuaţiile de semnal mic au exact aceeaşi formă ca în (11.10) şi circuitele echivalente obţinute sînt aplicabile fără schimbări. Desigur, expresia pentru g_m analoagă cu ecuaţia (11.8b) trebuie să conţină semnul minus pentru a reflecta faptul că $V_{GS}-V_P$ este negativă pentru un dispozitiv cu canal de tip p.

Tranzistorul TEC cu joncţiune este întrutotul similar cu TECMOS. Curenţii de terminal se exprimă în funcţie de tensiunile între perechi de terminal prin relaţii similare ca formă cu ecuaţiile (11.2) (de exemplu, a se compara 10.12 cu 9.31). În felul acesta, circuitele echivalente pentru

semnale mici din fig. 11.3 şi 11.4 sînt aplicabile de asemenea şi TECJ, deşi parametrii de semnal mic depind în mod diferit de punctul de funcţionare.

Dependenţa pantei unui tranzistor TEC cu joncţiune cu canal de tip n de punctul de funcţionare poate fi determinată prin derivarea componentei de conducţie a curentului de drenă dată de ecuaţiile (10.12) în concordanţă cu definiţiile ecuaţiei (11.5a). Pentru funcţionarea în regimul de *saturaţie* a curentului de drenă (v. problema P11.3) :

$$g_m = G_0\left[1-\left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right]. \qquad (11.11\text{ a})$$

Deoarece tensiunea poartă-sursă nu poate fi pozitivă pentru TECJ cu canal de tip n, panta este maximă pentru $V_{GS}=0$. Curentul de drenă static maxim, valoare obţinută în regimul de saturaţie, pentru $V_{GS}=0$, este conform (10.12b)—$G_0V_P/3$ (V_P este o mărime negativă pentru TECJ cu canal de tip n). Deci, panta maximă poate fi scrisă ca :

$$G_0 = g_{mo} = -\frac{3I_{DO}}{V_P} \qquad (11.11\text{ b})$$

unde I_{DO} este curentul de drenă static maxim (v. problema P10.4)

11.4. CIRCUITE ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC PENTRU TRANZISTOARE BIPOLARE

După cum am văzut în cap. 7, tranzistoarele bipolare cu joncţiune sînt utile ca dispozitive active cînd funcţionează cu joncţiunea emitorului polarizată direct şi cu joncţiunea colectorului polarizată invers, adică, atunci cînd lucrează în *regiunea activă*. Considerăm acum în detaliu analiza de semnal mic a distribuţiei şi a fluxului de purtători în tranzistoare bipolare pentru a obţine circuite echivalente pentru semnale mici pentru aceste dispozitive cînd lucrează în regiunea activă. Încă odată, considerăm la început o structură *pnp* şi ulterior vom extinde analiza şi pentru includerea structurilor *npn*.

11.4.1. Comportarea fizică la semnal mic

Ne concentrăm la început atenţia asupra componentelor de semnal mic ale curenţilor de terminal asociaţi distribuţiei şi fluxului de purtători în exces în regiunile neutre ale tranzistorului. Evaluăm apoi componentele de semnal mic ale curenţilor care rezultă din variaţiile în regiunile de barieră ale celor două joncţiuni a sarcinii spaţiale. În această analiză vom urma

ramificația din stînga a fig. 11.2 și vom liniariza relațiile între variabilele *interne*.

Distribuția de purtători minoritari în bază este aproximativ triunghiulară pentru un punct de funcționare în regiunea activă așa cum este arătat în fig. 7.2. Concentrația de purtători minoritari la extremitatea dintre emitor a bazei este determinată de tensiunea emitor-bază în conformitate cu ecuația (4.11 a) :

$$p_b(0) = p_{bo}\, e^{qV_{EB}/kT} \tag{11.12}$$

Concentrația la extremitatea dinspre colector este aproximativ zero în comparație cu $p_b(0)$ atît timp cît joncțiunea colectorului este polarizată invers cu cel puțin cîțiva kT/q.

Să considerăm acum efectele unei variații mici ale tensiunilor pe joncțiuni. Adică, presupunem că v_{EB} variază de la V_{EB} la $V_{EB}+\Delta v_{EB}$ și V_{CB} variază de la V_{CB} la $V_{CB}+\Delta v_{CB}$ și determinăm efectele acestor variații asupra distribuției purtătorilor minoritari și a curenților din regiunea bazei. [1])

Componenta de semnal mic Δv_{EB} produce variația distribuției de purtători în regiunea bazei așa cum se arată în fig. 11.5 pentru un Δv_{EB} pozitiv. Sînt trei consecințe ale variației distribuției purtătorilor arătată în fig. 11.5. Prima, panta distribuției crește. Aceasta duce la creșterea curentului de colector care rezultă ca urmare a creșterii curentului de

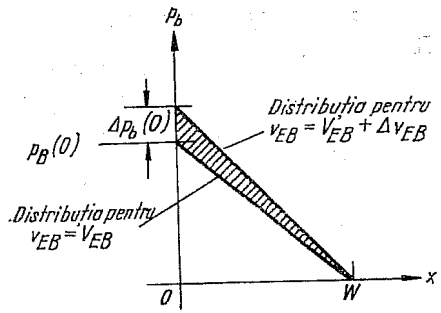


Fig. 11.5. Ilustrarea efectului variației tensiunii emitor-bază asupra distribuției de purtători minoritari în bază; $\Delta\, v_{EB}$ este pozitivă pentru această figură.

difuzie al purtătorilor minoritari prin bază. A doua, stocarea sarcinii de purtători minoritari în bază crește cu o cantitate proporțională cu aria haşurată în fig. 11.5. Deoarece regiunea bazei este cuazi-neutră, mai mulți

[1]) Scriem Δv_{EB} și Δv_{CB} în loc de v_{eb} și v_{cb} pentru a identifica fără ambiguitate variațiile mici ale variabilelor pentru această dezvoltare inițială. Mai tîrziu vom omite notația cu Δ și vom utiliza numai variabile scrise cu litere mici și indici mici *(NA)*.

purtători majoritari trebuie injectați în regiunea bazei pentru a neutraliza surplusul de purtători minoritari. În al treilea rînd, o tensiune emitor-bază mai mare înseamnă o creștere a purtătorilor majoritari injectați din regiunea bazei în *emitor*, în timp ce creșterea populației de purtători în exces în bază duce la o viteză netă de recombinare mai mare. Pentru ambele motive trebuie să apară o creștere a curentului staționar de bază care întreține recombinarea în emitor și bază. Să evaluăm acum variațiile mici de curent care rezultă din aceste variații ale distribuției purtătorilor în exces.

Mai întîi, să evaluăm componenta de semnal mic a concentrației de purtători minoritari la extremitatea dinspre emitor a bazei. Pentru $v_{EB} = V_{EB}+\Delta v_{EB}$ ecuația (11.12) devine :

$$p_b(0) = p_{bo}\, e^{qV_{EB}/kT}\, e^{q\Delta V_{EB}/kT}. \tag{11.13}$$

Pentru valori suficient de mici ale lui Δv_{EB}, exponențiala a doua poate fi aproximată printr-o dependență liniară de Δv_{EB}.
Concret,

$$e^{q\Delta V_{EB}/kT} \approx 1 + \frac{q\Delta v_{EB}}{kT} \text{ pentru } \Delta v_{EB} \ll \frac{kT}{q}. \tag{11.14}$$

Astfel, pentru valori mici ale lui Δv_{EB} ecuația (11.13) devine :

$$p_b(0) = p_{bo}\, e^{qV_{EB}/kT} + p_{bo}\, e^{qV_{EB}/kT}\, \frac{q\Delta v_{EB}}{kT}. \tag{11.15}$$

Primul termen al membrului drept din (11.15) nu depinde de Δv_{EB}. El corespunde componentei de repaus sau de cc, $p_b(0)$; pentru claritate, notăm această componentă cu $p_B(0)$. Al doilea termen este liniar dependent de componenta de variație mică a tensiunii pe joncțiune. El corespunde componentei de semnal mic la lui $p_b(0)$ și o vom nota cu $\Delta p_b(0)$. În felul acesta :

$$\Delta q_b(0) = p_B(0)\, \frac{q}{kT}\, \Delta v_{EB}. \tag{11.16}$$

Pentru evaluarea variațiilor curenților de bază și de colector corespunzătoare lui $\Delta p_b(0)$, *presupunem că* $\Delta p_b(0)$ *variază suficient de lent astfel ca distribuția instantanee a purtătorilor în exces este aproximativ triunghiulară.* Cu alte cuvinte, presupunem că Δv_{EB} variază suficient de încet astfel că distribuția instantanee se schimbă ca o succesiune de distribuții staționare. Această aproximație cuazi-staționară, care a fost utilizată în § 8.1.1 ca bază pentru modelul de control prin sarcină, simplifică evaluarea variațiilor mici ale curenților deoarece forma distribuției este cunoscută de la început.

Variația mică a curentului de colector Δi_C poate fi exprimată în funcție de variația pantei distribuției purtătorilor minoritari. Adică,

$$\Delta i_C = -\left(-qAD_b \frac{\mathrm{d}\Delta p_b}{\mathrm{d}x}\right). \qquad (11.17\ a)$$

Factorul din paranteză este variația mică a curentului de difuzie longitudinal. Semnul minus din exteriorul parantezei este necesar deoarece pentru un tranzistor *pnp* golurile curg la colector spre exterior, în timp ce direcția de referință pentru Δi_c este astfel încît Δi_c pozitiv corespunde la culegerea sarcinilor pozitive la colector spre interior. O examinare a fig. 11.5 arată că $d\Delta p_b/dx$ este aproximativ $-\Delta p_b(0)/W$. Astfel, variația mică a curentului de colector este:

$$\Delta i_C = -qAD_b \frac{\Delta p_b(0)}{W} \qquad (11.17\ b)$$

sau utilizînd (11.16)

$$\Delta i_C = -\left[qAD_b \frac{p_B(0)}{W}\right]\frac{q}{kT}\Delta v_{EB}. \qquad (11.17\ c)$$

Factorul din paranteza mare este chiar modulul valorii de repaus sau de cc a curentului de colector $|I_C|$ în punctul de funcționare pentru care concentrația de purtători minoritari la extremitatea dinspre emitor a bazei este $p_B(0)$. Această identificare poate fi observată din fig. 11.5 sau din ecuația (7.3) [deoarece $p_b'(0) \approx p_b(0)$]. Astfel, ecuația (11.17 c) poate fi scrisă ca:

$$\Delta i_c = -g_m \Delta v_{EB}, \qquad (11.18)$$

unde

$$g_m = \frac{q}{kT}|I_C|. \qquad (11.19)$$

Constanta de proporționalitate, g_m, se numește *conductanță de semnal mic* sau *pantă*. Ea este liniar dependentă de curentul continuu de colector și are valoarea la $|I_C|=1$ mA, $T = 300$ K în jur de 1 mA/25 mV sau 0,04 S.

Variația mică a sarcinii totale de purtători stocată în exces în regiunea bazei este proporțională cu aria haşurată arătată în fig. 11.5. Prin urmare Δq_B^- este:

$$\Delta q_B^- = qA\left[\frac{1}{2}\Delta p_b(0)\, W\right] \qquad (11.20\ a)$$

sau utilizînd ecuația (11.16):

$$\Delta q_B = \frac{W^2}{2D_b}\left[qAD_b \frac{p_B(0)}{W}\right]\frac{q}{kT}\Delta v_{EB}. \qquad (11.20\ b)$$

Încă odată, factorul din paranteză mare este valoarea de cc a curentului de colector. Astfel Δq_B^- poate fi scris ca:

$$\Delta q_B^- = C_b \Delta v_{EB}, \qquad (11.20\ c)$$

unde

$$C_b = \frac{W^2}{2D_b} g_m. \qquad (11.20\ d)$$

Aceste relații arată că C_b, numită *capacitate de semnal mic de încărcare a bazei*, este o măsură a sarcinii care trebuie introdusă în bază pentru a compensa variația tensiunii emitor-bază. Componenta corespunzătoare a curentului de bază este:

$$\Delta i_{BQ} = -\frac{\mathrm{d}\Delta q_B^-}{\mathrm{d}t} \qquad (11.21\ a)$$

sau

$$\Delta i_{BQ} = -C_b \frac{\mathrm{d}\Delta v_{EB}}{\mathrm{d}t}. \qquad (11.21\ b)$$

Semnul minus este necesar deoarece purtătorii injectați la contactul bazei pentru a neutraliza Δq_B sînt electroni. Capacitatea de semnal mic de încărcare a bazei are aceeași dependență de curentul de colector în punctul de funcționare ca și g_m. Pentru $|I_C|=1$ mA, C_b variază în mod curent între 5 și 200 pF.

Componenta curentului de bază care întreține creșterea recombinării în regiunea bazei este:

$$\Delta i_{BR}^-|_{bază} = -\frac{\Delta q_B}{\tau_b}, \qquad (11.22\ a)$$

unde τ_b reprezintă timpul de viață în regiunea bazei. Componenta care suportă creșterea injecției inverse a purtătorilor majoritari din regiunea bazei în emitor (unde acești purtători se recombină) este de asemenea proporțională cu $\Delta p_b(0)$ și astfel cu Δq_B^-]. Această componentă obținută prin liniarizarea ecuației (7.6 c) (v. problema P 11.4) este:

$$\Delta i_{BR}^-|_{emitor} = -\frac{2D_e n_{eo}}{W_e W p_{bo}} \Delta q_B, \qquad (11.22\ b)$$

unde D_e și W_e sînt coeficientul de difuzie al purtătorilor minoritari și lărgimea regiunii neutre a emitorului, n_{eo} este concentrația de echilibru a purtătorilor minoritari în emitor.

Variația curentului total de bază care întreține creșterea recombinării în bază și în emitor este din ecuațiile (11.22 a și b):

$$\Delta i_{BR} = -\left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{2D_e}{W_e W}\frac{n_{eo}}{p_{bo}}\right)\Delta q_B^- \qquad (11.22\ c)$$

sau, utilizînd ecuația (11.20 c) pentru a exprima Δq_B în funcție de Δv_{EB},

$$\Delta i_{BR} = - g_\pi \Delta v_{EB} \tag{11.23 a}$$

unde

$$g_\pi = \left(\frac{W^2}{2D_b \tau_b} + \frac{D_e}{D_e} \frac{W}{W_e} \frac{n_{eo}}{p_{bo}} \right) g_m. \tag{11.23 b}$$

Parametrul g_π este cunoscut sub numele de *conductanță de intrare de semnal mic*. De notat că g_π are aceeași dependență de $|I_C|$ ca și g_m. Pentru $|I_C| = 1$ mA, g_π variază în general între 4.10^{-3} și 10^{-4} S; ea este mai mică decît g_m cu un factor cuprins între 10 și 500 pentru tranzistoare tipice[1].

Variația curentului de bază total este suma componentelor de încărcare a bazei și de recombinare date de ecuațiile (11.21b) și (11.23 a). În felul acesta avem :

$$\Delta i_B = - g_\pi \Delta v_{EB} - C_b \frac{\mathrm{d}\Delta v_{EB}}{\mathrm{d}t}. \tag{11. 24}$$

Dependența lui Δi_C și Δi_B de componenta variabilă a tensiunii emitor bază, Δv_{EB} este dată de ecuațiile (11.18) și (11.24). Aceste componente variabile de curent sînt o consecință a variației distribuției și a fluxului de purtători minoritari în bază. Pentru obținerea acestor relații noi am presupus joncțiunea colectorului polarizată invers; rezultatele nu depind de valoarea exactă a tensiunii inverse de colector deoarece concentrația de purtători minoritari la extremitatea dinspre colector a bazei este neglijabil de mică pentru *toate* tensiunile inverse mai mari decît cîțiva kT/q. Deoarece, componenta variabilă a distribuției purtătorilor minoritari în bază este independentă de Δv_{CB}, și ecuațiile (11.18) și (11.24) sînt valabile pentru toate valorile lui Δv_{CB}.[2]

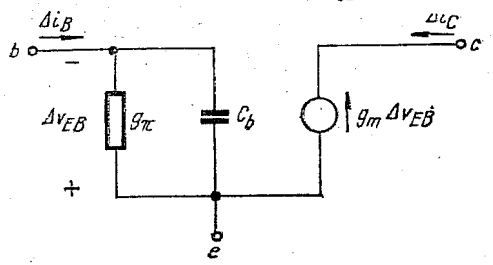


Fig. 11.6. Circuit echivalent de semnal mic pentru tranzistoare bipolare care ține cont numai de consecințele purtătorilor în exces în bază.

[1]) De notat în legătură cu aceasta că factorul din paranteză în ec. (11.23 b) este chiar δ, defectul de bază definit de ecuația (7.7) (*NA*).

[2]) Există o dependență de ordinul doi a distribuției de Δv_{CB} care rezultă din faptul că lărgimea regiunii neutre a bazei variază odată cu v_{CB} deoarece grosimea regiunii de trecere depinde de v_{CB} (a se vedea §7.5.1). Pentru moment neglijăm acest efect de modulare a grosimii bazei (*NA*).

Relațiile liniare date de ecuațiile (11.18) și (11.24) pot fi interpretate ca reprezentînd un circuit echivalent format din elemente liniare, așa cum se arată în fig. 11.6. Astfel, ecuația (11.24) reprezintă legea lui Kirchhoff pentru curenți scrisă pentru nodul bazei, în timp ce ecuația (11.18) este aceeași lege scrisă însă pentru nodul colectorului.

Descrierea fenomenelor cu variații mici ale mărimilor dată de ecuațiile (11.18) și (11.24) și de fig. 11.6 depinde de presupunerea făcută că Δv_{EB} variază suficient de încet astfel că variația mică a distribuției purtătorilor în exces la diferite momente este totdeauna aproximativ triunghiulară. Dacă distribuția este aproximativ triunghiulară, curentul de emitor, care este proporțional cu panta distribuției la extremitatea dinspre emitor a bazei va fi aproximativ egal în valoare cu curentul de colector, care este proporțional cu panta distribuției la extremitatea dinspre colector a bazei. În aceste cazuri curentul de bază, care este proporțional cu *diferența* dintre curenții de emitor și colector, va fi mic în comparație atît cu curentul de emitor cît și cu cel de colector. Prin urmare, circuitul echivalent la semnale mici obținut este valabil în regim dinamic întotdeauna cînd viteza de variație a lui Δv_{EB} este suficient de mică astfel că $|\Delta i_B|$ este mic în comparație cu $|\Delta i_C|$. Examinarea ecuațiilor (11.18) și (11.24) arată că, deoarece $g_\pi \ll g_m$ această condiție este îndeplinită întotdeauna cînd :

$$C_b \frac{\mathrm{d}\Delta v_{EB}}{\mathrm{d}t} \ll g_m \Delta v_{EB} \tag{11.25 a}$$

sau, folosind ecuația (11.20 d), atunci cînd :

$$\frac{W^2}{2D_b} \left(\frac{1}{\Delta v_{EB}} \frac{\mathrm{d}\Delta v_{EB}}{\mathrm{d}t} \right) \ll 1. \tag{11.25 b}$$

Factorul din paranteză reprezintă viteza relativă de variație a lui Δv_{EB}. Coeficientul $W^2/2D_b$ are dimensiunea timpului; îl notăm cu τ_B :

$$\tau_B = \frac{W^2}{2D_b}. \tag{11.25 c}$$

Acest parametru[1], pentru tranzistoarele tipice, are valori cuprinse între 100 și aproximativ 0,2 ns. Ecuația (11.25 b) este satisfăcută și modelul de semnal mic desvoltat este valabil dacă viteza relativă de variație a lui Δv_{EB} este mică în intervalul de timp τ_B. În aceste cazuri, în orice moment variația curentului de bază va fi mică în comparație cu variația curentului de colector. Pentru situațiile cînd variabilele de semnal mic au o dependență sinusoidală de timp, ecuația (11.25 b) echivalează cu

[1]) Parametrul este identic cu constanta de timp τ_F definită în dezvoltarea făcută în legătură cu modelul de control prin sarcină a variabilelor totale valabil în regiunea activă; vezi ecuațiile (8.3) (*NA*)

restricția asupra frecvenței maxime la care modelul este aplicabil. Concret, modelul descris de ecuațiile (11.18) și (11.24) este *valabil numai pentru frecvențe mult mai mici decît* τ_B^{-1}.

Modelul pentru semnale mici descris de ecuațiile (11.18) și (11.24) și de fig. 11.6 exprimă consecințele de prim ordin al transportului de purtători minoritari prin bază. Exitindem acum acest model pentru a ține cont de variațiile sarcinii stocate în regiunile de sarcină spațială care se întind de o parte și de alta a joncțiunii metalurgice. Deoarece lărgimea regiunii de sarcină spațială depinde de tensiunile instantanee pe joncțiuni, curenții de deplasare ai purtătorilor majoritari trebuie să alimenteze ambele părți ale regiunii de sarcină spațială atunci cînd tensiunea pe joncțiune variază în timp. După cum am văzut pentru dioda cu joncțiune (§ 4.4.1) efectele fizice ale acestor curenți de deplasare pot fi caracterizate, pentru *variații mici* ale tensiunii pe joncțiune, cu ajutorul capacităților de semnal mic a joncțiunii sau regiunii de sarcină spațială. Astfel, curentul de colector la semnale mici trebuie mărit cu cantitatea :

$$C_{jc}\frac{d\Delta v_{CB}}{dt},$$

și curentul de bază trebuie micșorat cu o cantitate similară. Coeficientul C_{jc} reprezintă capacitatea de semnal mic a joncțiunii colectorului. În mod similar, curentul de emitor trebuie mărit iar curentul de bază trebuie micșorat cu :

$$C_{je}\frac{d\Delta v_{EB}}{dt}$$

unde C_{je} reprezintă capacitatea joncțiunii emitorului. Cînd acești termeni se adaugă la curenții de semnal mic, ecuațiile (11.18) și (11.24) devin :

$$\Delta i_C = -g_m\,\Delta v_{EB} + C_{je}\frac{d\Delta v_{CB}}{dt} + C_{jc}\frac{d\Delta v_{CB}}{dt} \qquad (11.26\text{ a})$$

$$\Delta i_B = -g_\pi\,\Delta v_{EB} - C_b\frac{d\Delta v_{EB}}{dt} - C_{je}\frac{d\Delta v_{EB}}{dt} - C_{jc}\frac{d\Delta v_{CB}}{dt} \qquad (11.26\text{ b})$$

Aceste ecuații constituie modelul de bază de semnal mic pentru tranzistoare bipolare.

11.4.2. Circuitul echivalent de semnal mic

Relațiile liniare date de ecuațiile (11.26) pot fi interpretate că definind un circuit echivalent format din elemente liniare de circuit așa cum se arată în fig. 11.7. Relațiile înglobate în acest circuit corespund întru totul ecuațiilor (11.26). Astfel, ecuația (11.26 a) exprimă legea lui Kirchhoff scrisă pentru curenți în nodul c, iar ecuația (11.26 b) exprimă același lucru, însă în nodul b. Acest circuit echivalent poate fi obținut de asemenea simplu prin adăugarea capacităților joncțiunilor, C_{jc} și C_{je} la circuitul incomplet arătat în fig. 11.6. O formă echivalentă a circuitului este prezentată în fig. 11.8. Capacitatea joncțiunii C_{jc} s-a unit cu capacitanța de semnal mic de încărcare a bazei C_b, iar notațiile au fost ușor modificate pentru a reflecta standardizarea existentă. În particular, atît polaritățile generatorului controlat cît și tensiunii care îl comandă au fost inversate, notația Δ s-a omis și în loc de funcția dependentă de timp s-a utilizat simbolul corespunzător pentru amplitudinea complexă. Circuitul din fig. 11.8 *este cel mai simplu circuit echivalent pentru semnale mici în stare să reflecte pentru o gamă mare de condiții de funcționare comportarea la semnale mici a tranzistorului bipolar polarizat corespunzător funcționării în regiunea activă normală.*

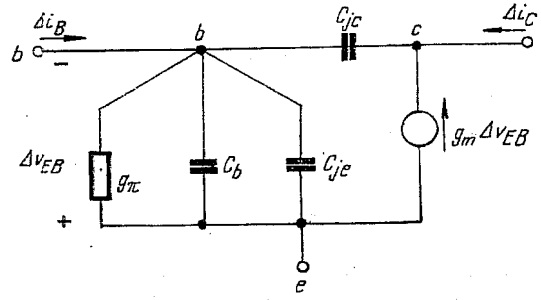


Fig. 11.7. Circuit echivalent pentru semnal mic pentru tranzistoare bipolare.

Circuitul echivalent de semnal mic pentru tranzistoarele bipolare arătat în fig. 11.8 este foarte asemănător cu circuitul echivalent principal la semnal mic pentru tranzistoare unipolare sau cu efect de cîmp arătat în fig. 11.3. Ambele conțin cîte o capacitate de intrare, o capacitanță între intrare și ieșire și cîte un generator de curent la ieșire controlat de tensiunea de intrare. Ele diferă numai prin aceea că circuitul pentru tranzistoarele bipolare conține o conductanță de intrare care nu este prezentă în circuitul pentru TEC. Deoarece aceste circuite sînt atît de asemănătoare, vom vedea că multe aspecte ale analizei de semnal mic a circuite-

lor electronice active sînt aplicabile în egală măsură ambelor clase de dispozitive active.

Valorile numerice ale parametrilor utilizați în circuitele discutate în acest paragraf trebuie, desigur, deduse din măsurările efectuate la ter-

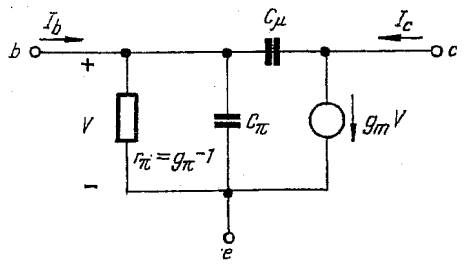


Fig. 11.8. Circuit echivalent de semnal mic care ilustrează notațiile utilizate în această carte.

minale. Aceasta este o chestiune complexă și ne vom întoarce la ea în cap. 12. Aici este suficient de arătat că măsurătorile la terminal pot fi utilizate ca bază pentru determinarea parametrilor. Aceasta nu înseamnă că modelul fizic nu mai este util comparativ cu proprietățile măsurate. Modelul fizic este pe deplin suficient din punctul de vedere al dependenței cu frecvența; el asigură un cadru pentru înțelegerea influenței punctului de funcționare și a schimbărilor mediului ambiant și conține numai elemente liniare pasive și surse. Acestea sînt avantajele de o enormă importanță practică.

11.4.3. Elemente extrinseci circuitului echivalent

Circuitul echivalent pentru semnale mici din fig. 11.8 pentru tranzistoare bipolare reflectă rezultatele analizei unui model structural și fizic cam idealizat, în care fenomenele de ordinul doi au fost omise. Luăm acum în considerare consecințele de semnal mic al unor efecte de ordinul doi pe care mai înainte le-am ignorat.

Am văzut că purtătorii majoritari trebuie să intre în regiunea bazei prin terminalul bazei atunci cînd tranzistorul funcționează în regiunea activă. Acești purtători, electronii pentru cazul tranzistoarelor de tip *pnp*, întreține recombinarea în bază și emitor și neutralizează purtătorii minoritari injectați în bază. Direcția de curgere a acestor purtători majoritari este *transversală* sau normală față de fluxul purtătorilor minoritari, așa cum este arătat în fig. 11.9. Purtătorii majoritari din regiunea bazei parcurg regiunea activă între emitor și colector în principal datorită *cîmpului*. Prin urmare, în regiunea bazei există o cădere de tensiune transversală. Din acest motiv tensiunea în regiunea ctivă a bazei este întotdeauna mai mică ca vaolare

decît tensiunea la terminalul bazei. Deci, curentul de colector nu este controlat direct de către tensiunea externă emitor-bază [1]. Nu există un model fizic satisfăcător care să țină cont cantitativ de acest efect. Problema este bidimensională și este complicată de faptul că pentru

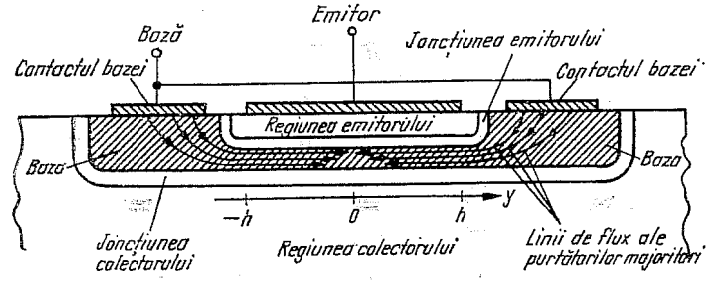


Fig. 11.9. Purtătorii majoritari din regiunea bazei curg paralel cu planele joncțiunilor

condițiile de funcționare pentru care aceste căderi de tensiune transversale sînt importante nivelul de injecție în bază este în mod uzual mare. Cu toate acestea, nu trebuie ignorată influența asupra circuitului a acestei tensiuni transversale. Modelăm în mod arbitrar influența acestui efect adăugînd o rezistență serie circuitului echivalent principal la semnale mici așa cum se arată în fig. 11.10. Această rezistență numită *rezistență de*

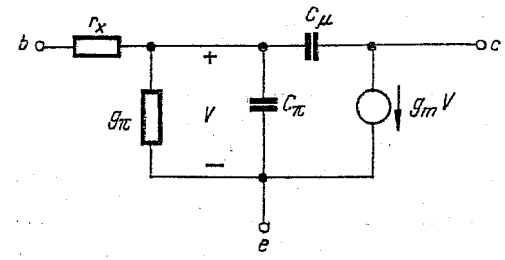


Fig. 11.10. Circuit echivalent de semnal mic care include și rezistența bazei.

[1]) Trebuie notat, de asemenea, că, din cauza căderii de tensiune transversală, polarizarea directă a joncțiunii emitorului este mai slabă în planul median al dispozitivului decît pe regiunile exterioare ale joncțiunii emitor-bază. Prin urmare, curentul de goluri longitudinal care curge de la emitor spre colector nu este uniform distribuit de-alungul coordonatei transversale, ci este aglomerat spre părțile exterioare ale bazei unde polarizarea directă a joncțiunii emitorului este cea mai puternică. Această autoaglomerare se numește *pinch-out*. Acest efect este important în special în funcționarea la curenți mari sau puteri mari și poate limita puternic posibilitatea de comandă a curentului prin tranzistor (*NA*).

bază și notată cu r_x are valori care pot fi cuprinse între cîțiva ohmi și aproximativ 100Ω. Este un parametru important pentru aplicații de semnal mic la înaltă frecvență deoarece capacitățile C_μ și C_π trebuie să se încarce prin ea. Chiar dacă nu avem posibilitatea de a preciza o valoare

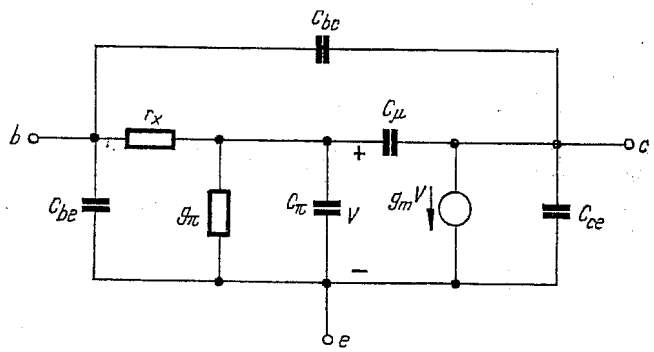


Fig 11.11. Circuit echivalent de semnal mic care include rezistența bazei și capacitățile între electrozi.

pentru r_x pe baze teoretice (putem chiar avea dificultăți în măsurarea ei exactă, după cum vom vedea în cap. 12), ea este inclusă în circuitul nostru pentru a reliefa că tensiunea de bază „internă" nu este accesibilă direct la terminalul bazei.

Circuitul echivalent pentru semnale mici prezentat în fig. 11.10 este cunoscut sub denumirea „circuitul echivalent *π-hibrid*"; el constă dintr-o configurație în formă de π a unor elemente la care se adaugă r_x. Acest circuit corespunde ca precizie sau acuratețe de descriere pentru multe aplicații ale tranzistoarelor bipolare.

Cînd tranzistorul este montat în capsulă și posedă și legături exterioare între acestea din urmă apar capacități. Aceste cuplaje electrostatice pot fi modelate adăugînd un π de capacități între terminalele circuitului echivalent, așa cum se arată în fig. 11.11. Capacitatea C_{bc} include în plus față de capacitatea între electorzi și capacitatea de semnal mic a acelor părți ale joncțiunii colectorului care sînt situate în afara regiunii active a bazei, adică, în afara $y = \pm h$ în structura din fig. 11.9. Această porțiune a joncțiunii colectorului este uneori numită *diodă de suprapunere* (overlap diode) și componenta corespunzătoare a lui C_{bc} poartă numele de *capacitate de suprapunere*.

Cînd tranzistorul este o componentă a unui circuit integrat, capacitățile dintre electrozi sînt mai mici decît în cazul cînd acest dispozitiv ar fi discret. Însă, joncțiunea care izolează tranzistorul de substrat contribuie prin capacitanța colector-substrat care adesea trebuie luată în considerație pentru circuite echivalente la semnal mic.

În analiza făcută asupra electronicii fizice a tranzistorului am presupus că distribuția de purtători în exces în bază este independentă de tensiunea colector-bază în cazul joncțiunii colectorului polarizate invers. În realitate acest lucru nu e chiar așa de corect și, după cum s-a discutat în §7.5.1 există o dependență de ordinul doi a distribuției de purtători în exces de v_{CB}. Această dependență există deoarece lărgimea regiunii neutre a bazei W variază odată cu v_{CB} pentrucă grosimea regiunii de trecere a colectorului depinde de tensiunea aplicată pe această joncțiune. Acest efect se numește *modularea lărgimii bazei*. Influențele acestui efect la semnale mici pot fi modelate prin adăugarea în paralel cu C_μ și generatorul $g_m V$ a unor conductanțe. Însă, curenții care trec prin aceste elemente adiționale sînt importanți numai cînd amplificarea în tensiune de la bază la colector este mai mare de 100 sau 200; aceste amplificări de tensiune sînt mai mari decît se obțin în majoritatea configurațiilor de circuit. Prin urmare, aceste elemente în majoritatea cazurilor pot fi omise.[1)]

Circuitul echivalent pentru semnal mic din fig. 11.11 este suficient pentru toate aplicațiile cu tranzistoare bipolare pe care le vom considera. Chiar în acest model relativ simplu sînt foarte puține împrejurările în care *toți* cei opt parametrii care apar în circuit ar fi utilizați simultan în analiza de semnal mic a circuitului. În cazul cînd toate elementele ar trebui luate în considerație, analiza ar deveni prea complexă și greu de mînuit pentru a fi utilă. Astfel, una din problemele pe care în mod frecvent le are în față proiectantul de circuite este: în ce condiții și pentru ce domenii de frecvență sau viteză de răspuns sînt unele (sau poate majoritatea) elementelor circuitului echivalent la semnale mici neimportante? La aceste probleme vom răspunde în cap. 14.

11.4.4. Circuite echivalente pentru tranzistoare *npn*

Toate concluziile de mai sus încluzînd circuitele echivalente prezentate în fig. 11.8, 11.10 și 11.11 sînt direct aplicabile tranzistoarelor bipolare de tip *npn*. Aceste dispozitive diferă de tranzitoarele *pnp* numai prin aceea că emitorul, baza și colectorul sînt de conductivitate diferită și rolul golurilor și electronilor este schimbat reciproc. Prin urmare, *toți* curenții de terminal și *toate* tensiunile între perechi de terminale au polaritate inversă (pentru aceleași direcții de referință). Aceste inversări de polaritate se anulează în relațiile liniare de semnal mic analoge ecuațiilor (11.26). Astfel ecuațiile (11.26) și fig. 11.8, 11.10 și 11.11 sînt aplicabile atît tranzistoarelor *npn*, cît și *pnp*. Deoarece noi am exprimat panta g_m în funcție de modulul curentului de colector (ecuația 11.19), aceasta este, de asemenea insensibilă la polaritatea variabilelor de terminal.

[1)] Pentru o discuție mai detaliată a efectelor modulării lărgimii bazei, v. referința bibliografică [7.1] (*NA*).

11.5. APLICAȚII ALE CIRCUITELOR ECHIVALENTE DE SEMNAL MIC

Considerăm acum cîteva circuite elementare cu tranzistoare pentru a ilustra aplicarea modelului de semnal mic în analiza circuitelor. Pentru moment considerăm numai situații de viteză mică de răspuns sau de joasă frecvență în care prin *toate* capacitățile în modelele noastre pentru tranzistor trec curenți neglijabili. Astfel, aceste capacități pot fi scoase din circuitele echivalente lăsînd în locul lor circuitele deschise. După cum vom vedea în cap. 14, această condiție nu este atît de severă după cît s-ar părea la prima vedere; multe tranzistoare moderne pot fi caracterizate prin modele rezistive pentru semnale sinusoidale avînd frecvența pînă la cîțiva megaherți.

11.5.1. Amplificator cu emitorul comun

Ca un prim exemplu de utilizare a modelelor de semnal mic în analiza circuitelor de amplificare să ne întoarcem la montajul cu emitorul comun arătat în fig. 11.1, *a*. Presupunem că tensiunea la intrare v_I este formată din componenta de repaus V_I și din componenta de semnal mic v_i care are amplitudinea complexă $\mathbf{V}_i$. În mod similar, considerăm tensiunea de ieșire formată din componenta de repaus V_O și din componenta de semnal mic v_o care are amplitudinea complexă V_o. Componenta de repaus la ieșire V_O este legată de componenta de repaus la intrare V_I prin caracteristica de transfer în repaus, după cum este arătat în fig. 11.1, *b*. Componenta de repaus V_I este astfel aleasă încît tranzistorul să fie polarizat în regiunea activă. Dacă v_i este suficient de mic, ne așteptăm ca componenta de semnal mic la ieșire să fie liniar dependentă de v_i; să examinăm această relație liniară.

Putem utiliza circuitul arătat în fig. 11.12 *a* pentru a caracteriza comportarea la semnal mic a tranzistorului bipolar. Acest circuit diferă de circuitul mai complet din fig. 11.10 și 11.11 numai prin aceea că capacitățile au fost înlăturate și conductanța la intrare a fost convertită într-o rezistență $r_\pi = g_\pi^{-1}$.

Circuitul echivalent pentru semnale mici care rezultă cînd circuitul din fig. 11.12 *a* este introduse în circuitul din fig. 11.1, *a* este arătată în fig. 11.12, *b*. Este important de notat că sursele de cc *nu* apar în circuitul pentru semnale mici. Cînd un circuit echivalent de semnal mic se introduce într-un circuit, toate sursele de cc trebuie considerate aduse la zero deoarece aceste surse nu au componente de semnal mic. Mai concret, toate sursele de tensiune continuă trebuie înlocuite cu scurtcircuite și toate sursele de curent continuu trebuie înlocuite cu circuite deschise. În felul acesta, capătul din stînga al rezistenței R_S este adus la masă prin V_i, componenta de semnal mic a sursei de tensiune de la intrare, și V_I, componenta de repaus este suprimată. Similar, capătul de sus al rezistenței R_L este adus direct la masă deoarece sursa de alimentare notată cu $-V_{CC}$ nu are componentă de semnal mic.

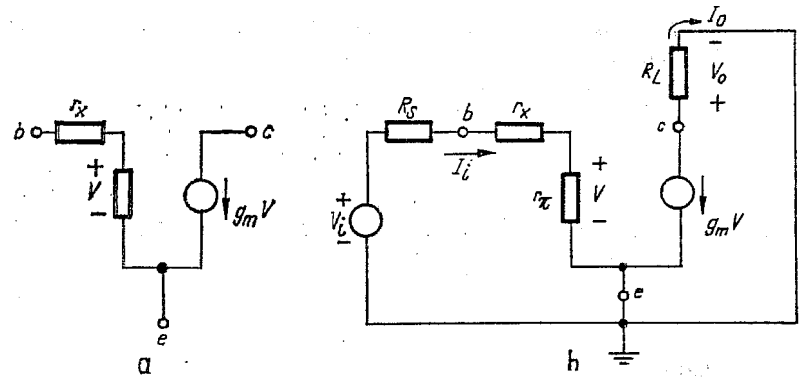


Fig. 11.12. Modelul de semnal mic și circuitul echivalent pentru amplificatorul arătat în fig. 11.1, *a*:
a' — modelul pentru tranzistor; *b* — circuitul echivalent pentru amplificator.

Circuitul pentru semnal mic are două ochiuri independente. Prin urmare, *amplificarea de tensiune* V_0/V_i poate fi scrisă la examinarea circuitului. Pentru ochiul de la intrare avem:

$$\frac{V}{V_i} = \frac{r_\pi}{r_x + r_\pi + R_S}, \tag{11.27 a}$$

în timp ce pentru ochiul de la ieșire:

$$\frac{V_o}{V} = -g_m R_L, \tag{11.27 b}$$

astfel că *factorul de transfer de tensiune* sau *amplificarea de tensiune* în montajul cu emitorul comun este:

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{V_o}{V}\frac{V}{V_i} = -\frac{g_m r_\pi R_L}{r_x + r_\pi + R_S}. \tag{11.28}$$

Curentul la intrare I_i este dat de:

$$I_i = \frac{V}{r_\pi}, \tag{11.29 a}$$

în timp ce curentul la ieşire este simplu :

$$I_o = -\, g_m V \qquad (11.29\ b)$$

Deci *factorul de transfer de curent* sau *amplificarea de curent* în montajul cu emitorul comun I_0/I este :

$$\frac{I_o}{I_i} = -\, g_m\, r_\pi \,. \qquad (11.30)$$

Produsul adimensional $g_m r_\pi$ se întîlneşte des în analiza de semnal mic a tranzistoarelor bipolare. Deoarece este o proprietate a circuitului, el este deosebit printr-un simbol separat :

$$g_m r_\pi = \beta_o \,. \qquad (11.31)$$

Interpretarea fizică a lui β_o este imediată ; *el este amplificarea de curent bază spre colector (sau pentru emitorul comun) în scurtcircuit de semnal mic la joasă frecvenţă.* Parametrul β_o nu este puternic dependent de curentul de colector din punctul de funcţionare. Ecuaţia (11.23 b) arată că r_π care este g_π^{-1} este proporţional cu g_m^{-1}. Deci, β_o care în mod curent ia valori între 10 şi 500 nu reflectă o dependenţă puternică a sa cu $|I_C|$

Amplificarea de tensiune dată de ecuaţia (11.28) poate fi de asemenea, exprimată în funcţie de β_o. De notat că această amplificare poate fi destul de mare atît timp cît R_L nu este mult mai mic decît $r_x + r_\pi + r_S$.

Faptul că circuitul de amplificare din fig. 11.1 poate avea o amplificare de tensiune mai mare ca unitatea, nu este, în sine, în particular, interesant sau important. Un simplu transformator poate fi aranjat să dea o „amplificare de tensiune" mai mare ca unitatea făcînd raportul numărului de spire de la ieşire faţă de numărul de spire de la intrare mai mare decît unitatea. Chestiunea importantă care se pune în legătură cu un amplificator liniar care utilizează ca ventil de control tranzistorul este că acest tip de circuit poate *elibera o putere de semnal mai mare în sarcină decît puterea necesară pentru a controla acest ventil.*

Referitor la circuitul 11.1, tensiunea instantanee pe rezistenţa de sarcină R_L este :

$$v_O = V_O + v_o. \qquad (11.32)$$

Astfel puterea instantanee cedată rezistenţei R_L este :

$$p_R = \frac{v_O^2}{R_L} = \frac{V_O^2}{R_L} + \frac{v_o^2}{R_L} + \frac{2 V_O v_o}{R_L} \qquad (11.33)$$

Dacă limităm clasa de semnale mici cu care lucrăm la acelea care au valoarea medie egală cu zero (sinusoidele fac parte din această clasă), puterea *medie* cedată sarcinii, din ecuaţia (11.33), este :

$$\langle p_R \rangle = \frac{V_o^2}{R_L} + \frac{\langle v_o^2 \rangle}{R_L}, \qquad (11.34)$$

unde $\langle p_R \rangle$ indică puterea medie cedată sarcinii. Primul termen al membrului drept al ecuaţiei (11.34) reprezintă puterea cedată rezistenţei R_L în absenţa semnalului, adică în condiţii de repaus. Termenul al doilea este puterea suplimentară cedată lui R_L ca urmare a prezenţei semnalului mic. Termenul al treilea în medie se anulează deoarece $\langle v_o \rangle$ este presupus egal cu zero.[1] Termenul al doilea din membul drept al ecuaţiei (11.34) are o interpretare simplă referitoare la circuitul din fig. 11.12, *b* ; puterea de *semnal* medie cedată sarcinii este egală cu puterea dezvoltată în sarcină în *circuitul echivalent de semnal mic.* În mod similar, puterea de semnal furnizată circuitului la terminalele de intrare este egală cu puterea cedată circuitului de semnal mic de către sursa de tensiune de semnal mic de la intrare. Dacă presupunem că circuitul din fig. 11.12, *b* este excitat de un semnal sinusoidal, puterea medie cedată sarcinii este :

$$p_o = \frac{|V_o^2|}{2R_L} \qquad (11.35\ a)$$

şi puterea medie furnizată de sursa de semnal de la intrare V_i este :

$$P_i = \frac{|V_i|^2}{2\,(R_S + r_x + r_\pi)} \qquad (11.35\ b)$$

În aceste expresii factorul 2 apare deoarece V_o şi V_i indică amplitudinile complexe ale semnalelor sinusoidale şi deoarece valoarea medie a cantităţii $(Ve^{j\omega t})^2$ este $|V|^2/2$.

Putem defini amplificarea de putere pentru semnale mici a acestui circuit ca $A_p = P_o/P_i$, de unde :

$$A_p = \left|\frac{V_o}{V_i}\right|^2 \left(\frac{R_S + r_x + r_\pi}{R_L}\right). \qquad (11.36)$$

Este clar că A_p poate fi mult mai mare decît unitatea. Adică, tensiunea de ieşire de semnal mic poate dezvolta în sarcină o putere mult mai mare

[1] Se consideră că semnalul care are valoarea medie egală cu zero şi componenta de cc sînt ortogonali ; adică $\langle V_0\, v_0 \rangle \equiv 0$ (*NA*).

decît puterea furnizată la intrare de către sursa de semnal mic. Referitor la circuitul echivalent de semnal mic, această putere suplimentară este furnizată de generatorul controlat. Astfel, generatorul dependent reprezintă funcția de control a ventilului ca modulator de putere.

Circuitul echivalent din fig. 11.12, *b* este un exemplu al unei clase de circuite numite *active*. Denumirea provine de la faptul că circuitul de semnal mic conține o sursă de energie (generatorul controlat) și poate realiza o amplificare de putere. El este activ în contrast cu circuitele pasive care nu pot furniza energie.

Circuitul echivalent de semnal mic pe care l-am examinat în acest exemplu este considerat a fi *unilateral* deoarece nu există nici un cuplaj între ieșirea și intrarea sa. Cuplajul reprezentat prin generatorul controlat $g_m V$ este, desigur, un cuplaj într-un singur sens. Această unilateralitate a modelului de semnal mic pentru acest circuit permite separarea circuitului în două părți și rezolvarea circuitelor de intrare și de ieșire separat.

11.5.2. Amplificator cu colectorul comun

Ca un al doilea exemplu de analiză a circuitelor de semnal mic vom considera circuitul arătat în fig. 11.13 *a*. Tranzistorul *npn* în acest circuit este conectat în montajul cu colectorul comun; adică colectorul este la masă din punct de vedere al semnalului variabil. Vom utiliza circuitul

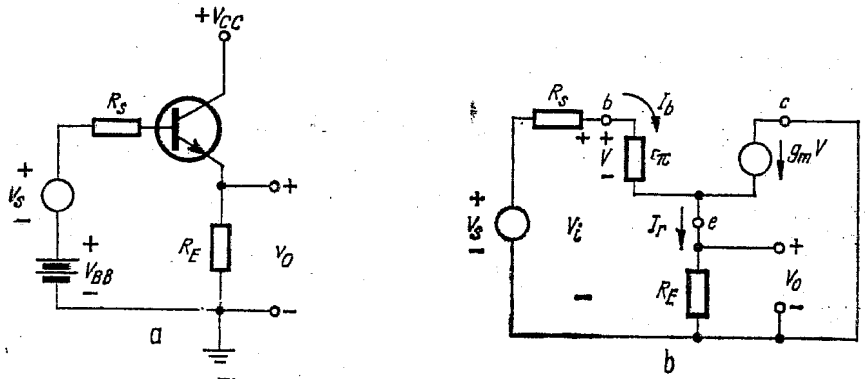


Fig. 11.13. Amplificator cu colectorul la masă:
a — circuitul; *b* — circuitul echivalent de semnal mic.

echivalent de semnal mic rezistiv din fig. 11.12, *a* (cu $r_a = 0$) pentru a reprezenta tranzistorul și astfel a obține circuitul de semnal mic arătat în fig. 11.13, *b*. De notat că ambele surse de cc, V_{BB} și V_{CC}, sînt înlocuite prin scurtcircuite.

Dorim acum să evaluăm amplificările de tensiune pentru semnale mici V_o/V_i și V_o/V_s. Acestea *nu* sînt identice deoarece are loc o cădere de tensiune și pe rezistența echivalentă a sursei R_s. Calculul îl vom efectua în presupunerea că nu există curent prin terminalele de ieșire; adică, nu există altă sarcină decît cea reprezentată prin R_E.

Circuitul echivalent din fig. 11.13, *b* conține patru noduri. Astfel, putem determina distribuția tensiunilor și curenților și evalua funcțiile de transfer cerute scriind legile lui Kirchhoff pentru circuit la trei noduri și rezolvînd ecuațiile care rezultă. În loc de a proceda în modul acesta formal, care reflectă în mică măsură funcționarea circuitului, vom utiliza o metodă pas cu pas menționînd momentele importante ale circuitului, pe măsură ce înaintăm în analiză.

Tensiunea între bază și masă V_i poate fi scrisă ca:

$$V_i = V + V_o \tag{11.37}$$

însă

$$V = r_\pi I_b \tag{11.38 a}$$

și

$$V_o = I_r R_E. \tag{11.38 b}$$

Curentul I_r în R_E este egal cu $I_b + g_m V$. În felul acesta, utilizînd ecuația (11.38 a), V_o poate fi scrisă ca

$$V_o = (1 + g_m r_\pi)\ R_E I_b$$

sau

$$V_o = (\beta_o + 1)\ R_E I_b \tag{11.39}$$

deoarece $g_m r_\pi$ este, prin definiție, egal cu β_o. În sfîrșit, ecuația (11.37) se reduce la:

$$V_i = [r_\pi + (\beta_o + 1)\ R_E]\ I_b. \tag{11.40}$$

Astfel, amplificarea de tensiune V_o/V_i este:

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{(\beta_o + 1)\ R_E}{r_\pi + (\beta_o + 1)\ R_E}. \tag{11.41}$$

Această amplificare are o valoare care este întotdeauna mai mică decît unitatea; în mod curent, valorile parametrilor sînt astfel încît V_o este nu-

mai ceva mai mică decît V_i. În multe situații montajul cu colectorul comun poate fi caracterizat de o amplificare de tensiune de semnal mic egală aproximativ cu unitatea. În acest sens, tensiunea de semnal mic între emitor și masă „urmărește" tensiunea de semnal mic între bază și masă. De aceea, acest circuit este cunoscut sub denumirea de *repetor pe emitor*.

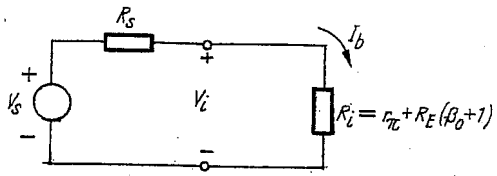
Rezistența de semnal mic oferită de către amplificator sursei de semnal poate fi găsită direct din ecuația (11.40). Această rezistență de semnal mic prezentată între bază și masă de tranzistor și de rezistența R_E este:

$$R_i = \frac{V_i}{I_b} = r_\pi + R_E(\beta_o + 1). \qquad (11.42)$$

Contribuția rezistenței de emitor R_E la această rezistență de intrare este multiplicată de factorul $(\beta_o + 1)$ deoarece fiecare unitate a curentului de bază produce β_o unități ale curentului de colector și *ambii* curenți trec prin R_E. Astfel, deși repetorul pe emitor are o amplificare de tensiune care nu poate depăși unitatea, amplificarea de curent (I_r/I_b în acest exemplu) poate fi foarte mare.

Din punctul de vedere al sursei de semnal circuitul de semnal mic al repertorului pe emitor poate fi înlocuit prin circuitul arătat în fig. 11.14. Raportul între V_i și V_s este dat de divizorul de tensiune:

$$\frac{V_i}{V_s} = \frac{R_i}{R_i + R_s}. \qquad (11.43)$$



Fip. 11.14. Circuitul echivalent de semnal mic care poate fi utilizat pentru determinarea sarcinii oferite de repetorul pe emitor sursei de semnal.

Amplificarea de tensiune care leagă între ele pe V_o și V_s se poate obține înmulțind între ele amplificările date de ecuațiile (11.41) și (11.43). Această înmulțire dă valoarea corectă a amplificării totale deoarece sarcina amplificatorului a fost luată în considerație în expresia care dă pe V_i/V_s. Rezultatul care se obține este:

$$\frac{V_o}{V_s} = \frac{(\beta_o + 1)\,R_E}{R_s + r_\pi + (\beta_o + 1)\,R_E}. \qquad (11.43\text{ b})$$

Încheiem exemplul de analiză de semnal mic ilustrînd calculul rezistenței de ieșire a repetorului pe emitor. Mai precis, reprezentăm repetorul pe emitor între terminalele sale de ieșire printr-un circuit echivalent Thévenin arătat în fig. 11.15 și calculăm rezistența sursei echivalente R_o.

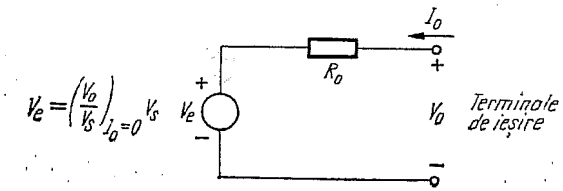


Fig. 11.15. Circuit echivalent Thévenin pentru un amplificator.

Deși există cîteva posibilități de a evalua această rezistență echivalentă, noi vom face calculul aici scurtcircuitînd sursa V_s de la intrare (obligînd astfel ca sursa în fig. 11.15 să fie zero), aplicînd o tensiune V_t de testare a amplificatorului între terminalele sale de ieșire și găsind curentul rezultant I_t. Rezistența sursei echivalente este atunci V_t/I_t.

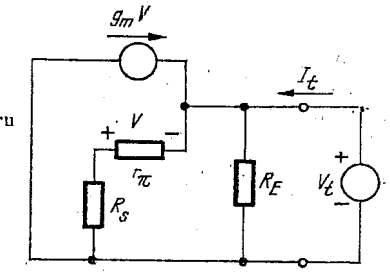


Fig. 11.16. Circuit echivalent de semnal mic pentru repetorul pe emitor pentru $V_s = 0$.

Circuitul echivalent pentru repetorul pe emitor este redesenat în fig. 11.16 pentru $V_s = 0$. Aplicăm tensiunea V_t și calculăm curentul I_t. Se vede că V este dat de:

$$V = -V_t\left(\frac{r_\pi}{r_\pi + R_s}\right). \qquad (11.44\text{ a})$$

Curentul care rezultă este, atunci:

$$I_t = \frac{V_t}{R_E} + \frac{V_t}{r_\pi + R_s} + \frac{g_m r_\pi V_t}{r_\pi + R_s}; \qquad (11.44\text{ b})$$

În sfîrșit, rezistența de ieșire R_o se obține rezolvînd ecuația (11.44b) pentru V_t/I_t.

$$R_o = R_E \left\| \left(\frac{r_\pi + R_s}{\beta_o + 1} \right) \right. . \tag{11.45}$$

Rezultatul are o interpretare simplă. Rezistența de ieșire este formată din rezistența R_E în paralel cu o rezistență echivalentă prezentată de tranzistor. Această rezistență echivalentă este $(r_\pi + R_s)/(\beta_o + 1)$. Factorul $(\beta_o + 1)$ apare la numitorul expresiei deoarece fiecare unitate de curent care curge în bază produce β_o unități de curent în colector; astfel, $(\beta_o + 1)$ unități de curent trebuie furnizate în emitor.

În rezumat, amplificatorul cu colectorul comun sau repetorul pe emitor se comportă la semnal mic ca un amplificator cu amplificarea de tensiune aproape de unitate, dar cu o amplificare de curent de la bază la emitor de $(\beta_o + 1)$. Prin urmare, o impedanță conectată între emitor și masă apare de $(\beta_0 + 1)$ ori mai mare cînd ea este văzută între bază și masă. Din același motiv, o impedanță conectată între bază și masă apare de $(\beta_o + 1)^{-1}$ mai mare cînd este văzută între emitor și masă.

11.5.3. Defazor cu TEC

Amplificatorul cu TEC arătat în fig. 11.17, *a* nu poate fi considerat nici cu sursă comună și nici cu emitorul comun, deși, semnalul la intrare este conectat la electrodul poartă al unui tranzistor TEC cu canal *n*. De fapt, există două rezistențe de sarcină și ieșirile se iau de la *ambele* terminale,

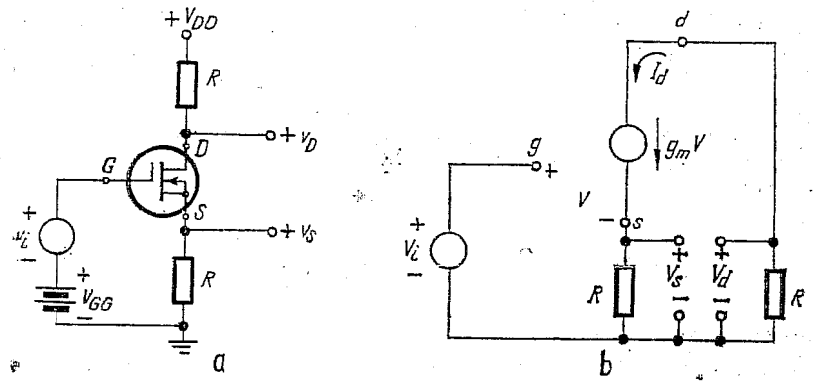


Fig. 11.17. Amplificator cu ieșire simetrică cu TEC:
a – circuitul; *b* – circuitul echivalent de semnal mic.

sursă și respectiv drenă. Circuitul de semnal mic care rezultă cînd sursele de polarizare (V_{DD} și V_{GG}) sînt eliminate și cînd tranzistorul este înlocuit cu modelul său de fig. 11.3 (fără capacități) este arătat în fig. 11.17, *b*. De notat că variabilele în acest circuit sînt reprezentate prin amplitudinile lor complexe.

Dorim să calculăm amplificările de tensiune de semnal mic V_s/V_i și V_d/V_i. Examinarea buclei sursă-drenă dă:

$$V_s = g_m R V \tag{11.46 a}$$

și

$$V_d = -g_m R V. \tag{11.46 b}$$

Aceste două tensiuni de ieșire de semnal mic au valori numerice egale, dar opuse ca semn. Aceasta nu trebuie să surpindă, deoarece, este clar din circuitul fig. 11.17, *a* că același curent parcurge *ambele* rezistențe notate prin R (ne amintim că curentul de poartă este neglijabil).

Tensiunea de semnal mic între poartă și sursă este:

$$V = V_i - V_s$$

sau, utilizînd ecuația (11.46 a):

$$V = V_i - g_m R V$$

de unde, rezolvînd pentru V, rezultă:

$$V = \frac{V_i}{1 + g_m R}. \tag{11.47}$$

Prin urmare cele două amplificări de tensiune de semnal mic sînt:

$$\frac{V_s}{V_i} = \frac{g_m R}{1 + g_m R} \tag{11.48 a}$$

$$\frac{V_d}{V_i} = -\frac{g_m R}{1 + g_m R}. \tag{11.48 b}$$

Aceste amplificări au valori ceva mai mici decît unitatea. Din acest punct de vedere circuitul amintește de repetorul pe emitor discutat în paragraful precedent. Deoarece însă, circuitul dă două semnale la ieșire identice, cu excepția polarității, el este în mod frecvent numit *defazor*.

Ca un alt exemplu de analiză de semnal mic ne oprim pentru a calcula rezistența de ieșire de semnal mic văzută înapoi spre circuit de la fiecare din cele două terminale. În loc de a proceda ca în paragraful precedent, aici vom determina rapoartele tensiunilor în circuit deschis pe curentul de scurtcircuit, care se pot obține la fiecare terminal de ieșire.

Considerăm mai întîi situația cînd terminalul drenei este din punct de vedere al semnalului scurtcircuitat la masă, *în timp ce terminalul sursei este lăsat deschis.*

Circuitul corespunzător este arătat în fig. 11.18 *a*. Evident, ecuația (11.47) este aplicabilă și curentul de ieșire de scurtcircuit I_{od} este :

$$I_{od} = -\frac{g_m V_i}{1 + g_m R}. \qquad (11.49\ a)$$

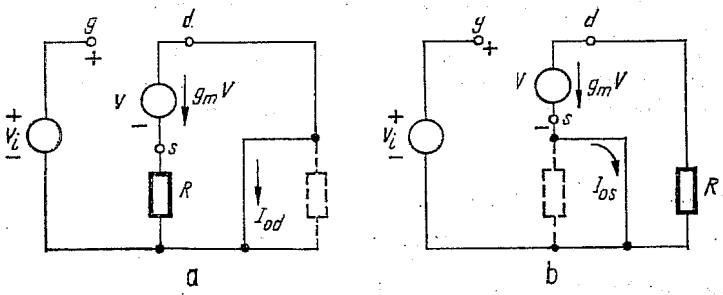


Fig. 11.18. Circuite utilizate pentru calcularea curenților de ieșire de scurtcircuit : *a* – cu drena scurtcircuitată la masă ; *b* – cu sursa scurtcircuitată la masă.

Din ecuația (11.48 b) tensiunea de ieșire în circuit deschis este :

$$V_d = -\frac{g_m R V_i}{1 + g_m R}. \qquad (11.49\ b)$$

Astfel, rezistența de ieșire echivalentă pentru semnal mic după Thévenin este :

$$R_{od} = \frac{V_d}{I_{od}} = R. \qquad (11.49\ c)$$

Cînd terminalul sursei este scurtcircuitat la masă din punct de vedere al semnalului *în timp ce terminalul drenei este lăsat deschis*, circuitul din fig. 11.18 *b* este valabil. În acest caz $V = V_i$ și avem :

$$I_{os} = g_m V_i \qquad (11.50\ a)$$

Din ecuația (11.48 a) tensiunea de ieșire în circuit deschis corespunzătoare este :

$$V_s = \frac{g_m R V_i}{1 + g_m R}. \qquad (11.50\ b)$$

Astfel că, în acest caz rezistența de ieșire echivalentă pentru semnal mic după Thévenin este :

$$R_{os} = \frac{V_s}{I_{os}} = \frac{R}{1 + g_m R}$$

sau

$$R_{os} \approx R \,||\, g_m^{-1}. \qquad (11.50\ c)$$

Aceste calcule arată că rezistența de ieșire de semnal mic văzută la terminalul sursei (cînd terminalul drenei e deschis) *nu* este R simplu ca în celălalt caz ; mai degrabă este o combinație în paralel între R și rezistența $1/g_m$. Acest rezultat poate fi interpretat spunînd că rezistența echivalentă după Thévenin văzută *înspre TEC* la terminalul sursei sale este g_m^{-1}.

Calculele precedente scot în evidență că rezistențele echivalente după Thévenin văzute *în același moment* privind înapoi la ieșirea terminalelor diferă între ele așa cum rezultă din compararea ecuațiilor (11.49 c) și (11.50 c). Cu toate acestea, tensiunile de ieșire de semnal mic, care sînt egale atunci cînd terminalele de ieșire nu au sarcină, rămîn egale, *dacă la terminalele de ieșire se introduc simultan sarcini egale.* Acest lucru poate fi văzut din circuitul fig. 11.17, *a* ; dacă sarcinile exterioare sînt egale, tensiunile obținute trebuie să fie aceleași deoarece același curent parcurge ambele combinații formate din sarcina externă și rezistența R. Calculele rezistenței de ieșire făcute în ipoteza că privim *în același moment* în ambele ieșiri nu sînt aplicabile dacă terminalelor de ieșire li se conectează o aceeași sarcină (v. problema P11.15).

11.5.4. Stabilizator de tensiune[1])

Acum cînd am introdus conceptul analizei de semnal mic este posibil de a studia mai în detaliu performanțele stabilizatorului de tensiune discutat în § 7.4.3. Odată terminată proiectarea circuitului de cc de bază al

[1]) Acest paragraf, care depinde de paragrafele 6.4.3 și 7.4.3, poate fi omis în faza inițială a studiului fără ca prin aceasta să se piardă din continuitate (*NA*).

stabilizatorului adică, fiind determinate tensiunea de străpungere, tensiunea de ieşire a redresorului monoalternanţă, disipaţia tranzistorului şi aşa mai departe, este potrivit să ne îndreptăm atenţia asupra proprietăţilor de semnal mic ale circuitului. Spre ilustrare, noi vom calcula variaţia tensiunii de ieşire ca urmare a unei variaţii mici a tensiunii redresate sau a unei mici variaţii a sarcinii la ieşire.

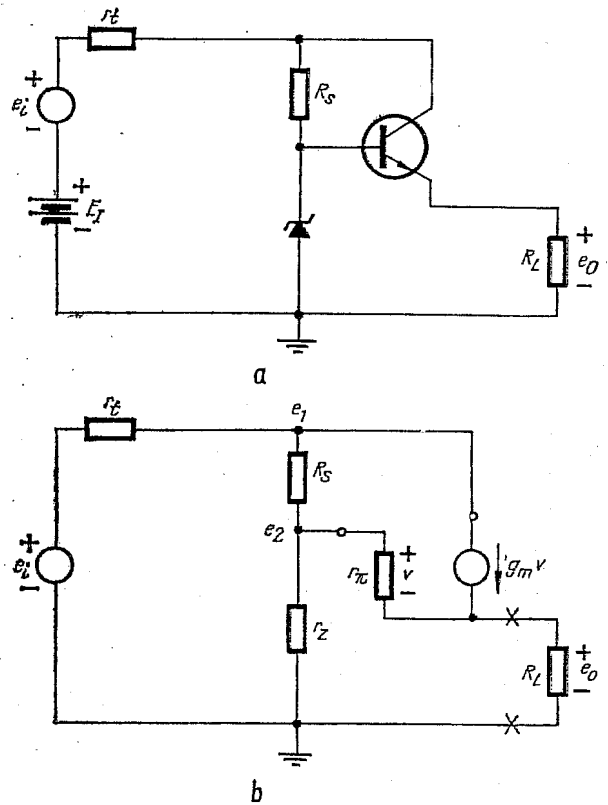


Fig. 11.19. Analiza de semnal mic pentru un stabilizator de tensiune:
a – circuitul; *b* – circuitul echivalent de semnal mic.

În diagrama circuitului de stabilizare în fig. 11.19 *a* redresorul a fost modelat de un circuit adecvat pentru a calcula variaţiile tensiunii de ieşire apărute, să zicem, ca urmare a unor variaţii mici în tensiunea de la reţea care alimentează redresorul. Efectul variaţiei tensiunii de reţea asupra ieşirii redresorului este reprezentat prin sursa de tensiune de semnal mic e_i în serie cu E_I. Circuitul echivalent de semnal mic pentru stabilizator este arătat în fig. 11.19 *b*. După cum se arată în §11.5.1 pentru a obţine acest circuit toate sursele de tensiune continuă independente (în cazul nostru, sursa E_I şi sursa E_z reprezentînd dioda Zener) sînt scurtcircuitate şi toate sursele de curent continuu independente (la noi nu există niciuna) sînt deschise. Tranzistorul este reprezentat prin circuitul echivalent de semnal mic rezistiv g_m, r_π. Simbolurile tensiunilor în figură sînt cu litere mici şi au indici cu litere mici pentru a indica mărimi *de semnal mic variabile în timp*.

Pentru a găsi relaţia între e_o şi e_i putem scrie şi apoi rezolva ca în §7.4.3 ecuaţiile pe bucle. O metodă mai simplă este să formăm circuitul echivalent Thévenin al întregului stabilizator fără rezistenţa R_L, adică, al circuitului din stînga punctelor *xx* în fig. 11.19, *b*. Tensiunea în circuit deschis a acestui circuit Thévenin poate fi obţinută conform următorului raţionament. Deoarece R_L este suprimată în fig. 11.19, *b*, curentul de emitor de semnal mic şi deci şi curentul de bază de semnal mic sînt egali cu zero. Astfel tensiunea Thévenin în circuit deschis este:

$$e_t = e_i \frac{r_z}{r_z + R_s + r_t}. \tag{11.51}$$

O cale de a găsi rezistenţa Thévenin constă în a aplica o excitaţie de testare (sursă de tensiune sau sursă de curent) la *terminalele de ieşire* ale circuitului de semnal mic şi de a găsi răspunsul (curent sau tensiune) la ieşire cu sursa *independentă* e_i adusă la zero. În fig. 11.20 am ales o tensiune de testare v_t pentru a comanda terminalele de ieşire (sursa de tensiune de comandă a fost aleasă în mod oarecum arbitrar; în acest exemplu concret, calculele pentru comandă prin sursa de tensiune sau prin sursa de curent necesită aproximativ aceeaşi muncă (a se vedea problema 11.16). Pentru găsirea rezistenţei de ieşire calculăm curentul de răspuns i_t şi apoi formăm raportul v_t/i_t.

Pentru a găsi curentul i_t scriem ecuaţiile pe două bucle:

$$i_1(r_t + R_s + r_z) - i_b r_z + \beta_o i_b r_t = 0 \tag{11.52}$$

$$-i_1 r_z + i_b(r_z + r_\pi) = -v_t. \tag{11.53}$$

Rezolvînd pentru i_b şi aplicînd regula lui Cramer, obţinem:

$$i_b = \frac{-v_t(r_t + R_s + r_z)}{(r_t + R_s + r_z)(r_z + r_\pi) + \beta_o r_t r_z - r_z^2}. \tag{11.54}$$

Sumînd curenţii la nodul de ieşire, avem :

$$i_t = -i_b - \beta_o i_b. \tag{11.55}$$

Înlocuind pe i_b din ecuaţia (11.54) şi rezolvînd pentru v_t/i_t obţinem pentru rezistenţa de ieşire Thévenin R_t a stabilizatorului de tensiune :

$$\frac{v_t}{i_t} = R_t = \frac{r_\pi}{\beta_o + 1} + \frac{[R_s + (\beta_o + 1)\, r_t]r_z}{(r_t + R_s + r_z)(\beta_o + 1)}. \tag{11.56}$$

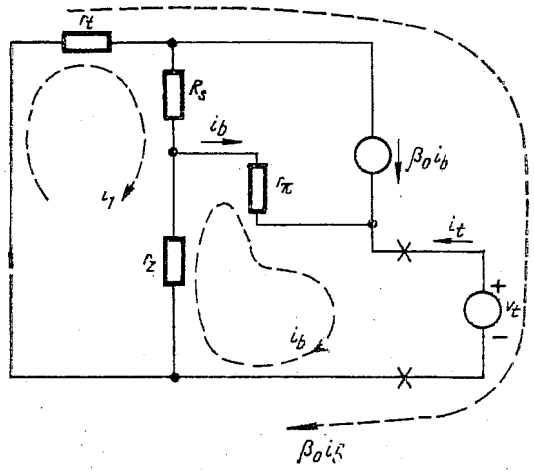


Fig. 11.20. Calcularea rezistenţei Thévenin a stabilizatorului de tensiune.

Această rezistenţă de ieşire indică cît de mult tensiunea de ieşire a stabilizatorului se va schimba ca urmare a variaţiei curentului de sarcină. O valoare a lui R_t mică în comparaţie cu R_L înseamnă că e_o rămîne aproape constantă cînd curentul de sarcină, aici simultat prin variaţia lui R_L, variază.

Primul termen al ecuaţiei (11.56) este uşor de interpretat. El este rezistenţa r_π văzută din emitor, deci împărţită la $(\beta_o + 1)$ ca în repetorul pe emitor (v. § 11.5.2). Termenul al doilea este mai complicat. Examinarea ecuaţiei (11.56) arată că acest termen nu este niciodată mai mare decît rezistenţa diodei r_z şi pentru R_s mare este mai degrabă $r_z/(\beta_o+1)$ adică, rezistenţa diodei micşorată de către acţiunea repetorului pe emitor. În acest fel este evident că rezistenţa de ieşire a acestui stabilizator poate ajunge la o mică fracţiune de ohm.

Pentru a găsi relaţia între e_o şi e_i formăm circuitul echivalent aşa cum arată în fig. 11.21 şi găsim :

$$e_o = \frac{R_L}{R_L + R_t}\, e_t. \tag{11.57}$$

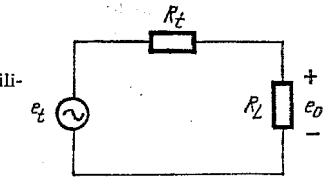


Fig. 11.21. Circuit de semnal mic care se aplică ieşirii stabilizatorului de tensiune.

Deci din ecuaţia (11.51) :

$$e_o = \frac{r_z}{r_z + R_s + r_i} \cdot \frac{R_L}{R_L + R_t}\, e_i. \tag{11.58}$$

Este clar acum că, pentru a minimaliza efectul variaţiilor tensiunii de reţea, reprezentată aici prin sursa e_i, asupra tensiunii de ieşire, trebuie ca rezistenţa R_s să fie făcută cît mai mare posibil. Observăm că prin aceasta, din ecuaţia (11.57), rezultă obţinerea unui alt efect dorit, şi anume, micşorarea rezistenţei de ieşire Thévenin.

PROBLEME

P11.1. La funcţionarea sub punctul de strangulare a unui TECMOS cu $V_p = 0$ şi cu curent de drenă nesaturat, curentul de drenă are, în conformitate cu ecuaţia (9.25), următoarea dependenţă de v_{GS} şi v_{DS} :

$$i_D = \frac{k\mu_e \varepsilon}{WL}\left(v_{GS}v_{DS} - \frac{v_{DS}^2}{2}\right).$$

În acest caz curentul de drenă de semnal mic poate fi scris ca

$$i_d = g_m v_{gs} + g_o v_{ds},$$

unde g_o este *conductanţa de drenă de semnal mic*. Urmărind procedeul descris în §11.3.1., să se determine expresia pentru g_m şi g_o în acest caz.

P11.2. Conductanța de transfer de semnal mic pentru funcționarea la curent de drenă saturat este dată de ecuația (11.8 b). Să se exprime g_m în funcție de curentul static de drenă I_D, tensiunea statică între poartă și sursă V_{GS} și V_P.

P11.3. Să se utilizeze expresia curentului de drenă saturat pentru un TECJ cu canal n dată de ecuația (10.12 b) pentru a verifica expresia dată de ecuația (11. 11 a) pentru conductanța de transfer de semnal mic.

P11.4. Componenta statică a curentului de bază care întreține injecția inversă de purtători majoritari din regiunea bazei în emitor este dată de ecuația (7.6 c). Să se liniarizeze această ecuație și să se utilizeze definiția lui Δq_B dată de ecuația (11.20 a) pentru a verifica ecuația 11.22 b.

P11.5. Această problemă se ocupă de frecvența superioară limită a modelului de semnal mic dezvoltat pentru tranzistoarele bipolare în §11.4.1. Presupunînd că Δv_{EB} are o dependență *sinusoidală* de timp cu frecvența ω [1]), să se arate că modelul descris de ecuațiile (11.18) și (11.24) dă un curent de bază care este mic în comparație cu curentul de colector întotdeauna cînd $\omega \ll \tau_F^{-1}$, unde τ_B este definit de ecuația (11.25 c). Aproximația triunghiulară pentru concentrația de purtători în exces de semnal mic în bază este valabilă atît timp cît curentul de bază este mic în comparație cu curentul de colector.

P11.6. Această problemă se ocupă de o altă cale de obținere a circuitului de semnal mic pentru un tranzistor bipolar. Se bazează pe liniarizarea relațiilor dinamice curent-tensiune asociate modelului de control prin sarcină dezvoltat în cap. 8. Începem prin ignorarea curenților de încărcare asociați straturilor dipolare ale regiunilor de sarcină spațială ale joncțiunilor și ne îndreptăm atenția asupra curenților asociați stocării de sarcină în regiunea bazei cuasineutră.

a) Să se utilizeze ecuațiile (8.6) și (8.8) pentru a arăta că curenții de colector și de bază într-un tranzistor *pnp* pot fi scriși ca :

$$i_C = -\frac{Q_{FO}}{\tau_F}\left(e^{qv_{EB}/kT} - 1\right)$$

$$i_B = -Q_{FO}\frac{q}{kT}e^{qv_{EB}/kT}\dot{v}_{EB} - \frac{Q_{FO}}{\tau_{BF}}\left(e^{qv_{EB}/kT} - 1\right),$$

unde Q_{FO} este constant și definit de ecuația (8.9 c) și $\dot{v}_{EB}$ indică dv_{EB}/dt.

b) Se observă că curentul de colector i_C este o funcție de o singură variabilă : v_{EB}. Să se dezvolte această funcție neliniară în serie Taylor în jurul valorii $v_{EB} = V_{EB}$ și să se obțină o relație liniară între i_c, componenta de semnal mic a curentului de colector și v_{eb}, componenta de semnal mic a tensiunii între emitor și bază. Să se arate că rezultatul obținut este echivalent cu ecuațiile (11.18) și (11.19).

c) Se mai observă că curentul de bază i_B este o funcție de două variabile : v_{EB} și $\dot{v}_{EB}$. Să se dezvolte această funcție neliniară într-o serie Taylor bidimensională în jurul punctului $v_{EB} = V_{EB}$ și $\dot{v}_{EB} = 0$ și să se obțină o relație liniară între i_b, componenta de semnal mic a curentului de bază și v_{eb}. Să se arate că rezultatul obținut este echivalent cu ecuația (11.24) și definițiile parametrilor date de ecuațiile (11.20 d) și (11.23 b). În acest sens, ne amintim că $\delta = \beta_F^{-1} = \tau_F/\tau_{BF}$.

d) Să se arate că relațiile liniare obținute în b) și c) sînt echivalente cu circuitul din fig. 11.6. Trebuie notat că acest model poate fi extins pentru a include curenții de încărcare a regiunii de sarcină spațială a joncțiunii adăugînd pe C_{je} și C_{jc} ca în fig. 11.7.

P11.7. Comportarea de semnal mic a unui tranzistor *pnp* poate fi reprezentată prin circuitul din fig. 11.22.

[1]) Se înțelege că este vorba de frecvența unghiulară sau pulsația (NT).

Pentru temperatura de 300 K, schițele din figură arată dependența în regiunea activă a :
— curentului continuu de colector, I_C, de curentul de bază, I_B ;
— sarcinii de purtători minoritari stocată în bază, q_F, de I_C ;
— sarcinii q_{VC} pe oricare din jumătățile regiunii de sarcină spațială a joncțiunii colectorului de tensiune între colector și bază V_{CB}.

Să se estimeze valorile numerice pentru g_m, g_π, C_π și C_μ în punctul de funcționare $I_C = -2$ mA, $V_{CE} \approx -10$V. Se presupune că capacitatea regiunii de sarcină spațială a emitorului este o componentă neglijabilă a lui C_π și se neglijează stocarea sarcinii în emitor.

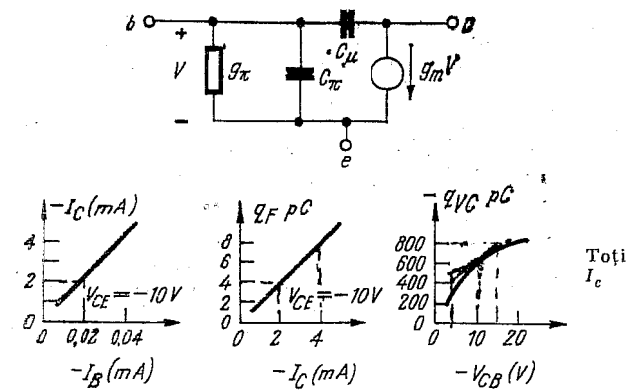


Fig. 11.22. Circuitul echivalent de semnal mic și parametri.

Răspuns : $g_m = 0{,}08$ S, $r_\pi = 1{,}25$ kΩ, $C_\pi = 160$ pF, $C_\mu = 30$ pF.

P11.8. Circuitul arătat în fig. 11.23 este în principal un amplificator cu emitorul comun ; proprietățile lui sînt modificate de către rezistența R_E.

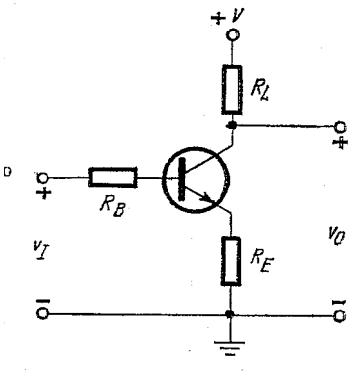


Fig. 11.23. Amplificator cu emitorul comun și cu o rezistență în emitor.

a) Pentru care domeniu aproximativ de tensiuni de intrare v_I tranzistorul se află în regiunea activă? Să se exprime rezultatul în funcție de V, R_L, R_E, R_B și β_F neglijindu-se V_{EB} față de v_I.

b) Pentru v_I în domeniul determinat în a) să se găsească amplificarea de tensiune de semnal mic a circuitului

$$A_v = \frac{v_o}{v_i}.$$

Se presupune că $\beta_o = \beta_F$ și $r_x = r_\pi = 0$.

Amplificarea de curent în montajul cu emitorul comun β_o a tranzistoarelor variază foarte mult chiar pentru dispozitive de același tip. De exemplu, raportul 5:1 de variație a lui β_o pentru un tip dat de tranzistor este destul de frecvent. Este clar că aceste variații în β_o influențează amplificarea de tensiune de semnal mic a anplificatorului cu tranzistor considerat mai sus; de multe ori este important de a vedea dependența amplificării de β_o pentru a cunoaște mai precis comportarea electrică a circuitului.

c) Pentru circuitul a cărui amplificare de semnal mic a fost determinată în b), să se calculeze variația relativă a lui A_v pe unitatea de variație relativă a lui β_o. Adică, să se determine;

$$\gamma = \frac{(dA_v/A_v)}{(d\beta_o/\beta_o)}.$$

Acest raport este o măsură a sensibilității lui A_v la variațiile lui β_o.

d) Să se evalueze A_v și γ pentru $R_E = 0$. Se consideră că $R_L = 10\ k\Omega$, $R_B = 0{,}5$ kΩ, și $\beta_o = 100$. Cu cît variază A_v dacă β_o descrește cu 20% cînd $R_E = 0$?

e) Ce valoare trebuie să aibă R_E dacă γ trebuie să fie 0,1? Se consideră că $R_L = 10$kΩ, $R_B = 0,5$ kΩ și $\beta_o = 100$. Cu cît variază A_v, dacă β_o descrește cu 20% cînd R_E are valoarea găsită?

P 11.9. Această problemă se referă la comportarea de semnal mic liniară a tranzistorului *pnp* polarizat în regiunea activă directă (emitorul polarizat direct, colectorul polarizat invers). În primă aproximație, curenții de semnal mic depind numai de tensiunea de semnal mic între emitor și bază v_{eb} și sînt independenți de tensiunea de semnal mic între colector și bază. Această dependență poate fi reprezentată prin:

$$\left.\begin{aligned} i_b &= -\left(C_b \frac{dv_{eb}}{dt} + \frac{v_{eb}}{r_\pi}\right) \\ i_c &= -g_m v_{eb} \end{aligned}\right\} \text{ pentru toți } v_{cb}.$$

Pentru excitații exponențiale aceste ecuații devin:

$$\left.\begin{aligned} I_b &= -\left(sC_b + \frac{1}{r_\pi}\right) V_{eb} \\ I_c &= -g_m V_{eb} \end{aligned}\right\} \text{pentru toți } V_{cb}$$

în care I_b, I_c, V_{eb} și V_{cb} indică amplitudinile complexe și s este frecvența complexă.

Comportarea de semnal mic, caracterizată de aceste ecuații, poate fi reprezentată prin cîteva circuite echivalente (formate din elemente pasive liniare și surse controlate) care diferă între ele, în principal, prin alegerea variabilei care acționează generatorul de curent controlat din colector. Să se găsească următoarele trei circuite echivalente de semnal mic pentru tranzistor ale circuitului în care curentul de colector de semnal mic este produs de către un generator de curent controlat de:

— tensiunea de semnal mic între emitor și bază, V_{eb};

— curentul de bază de semnal mic, I_b; coeficientul generatorului controlat este funcție de frecvență;

— curentul de emitor de semnal mic I_e. Coeficientul generatorului controlat este funcție de frecvență.

P11.10. În fig. 11.24 este arătat circuitul unui amplificator simplu cu emitorul comun.

a) Să se calculeze punctul static de funcționare al tranzistorului, adică, să se găsească I_C și V_{CE} cînd $v_i \equiv 0$ presupunînd că $\beta_F = 50$. *Să se facă aproximațiile rezonabile* (*Sugestie*. Se observă că C poate fi înlocuit printr-un circuit deschis în condițiile punctului static de funcționare și se compară V_C cu ordinul de mărime estimat pentru V_{EB}).

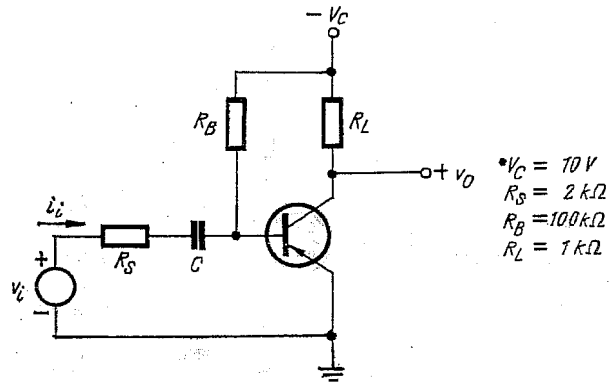


Fig. 11.24. Amplificator cu emitorul comun.

b) Utilizînd pentru tranzistor circuitul echivalent de semnal mic π-hibrid, să se schițeze circuitul care caracterizează comportarea de semnal mic a întregului montaj.

c) Se consideră că parametrii de semnal mic ai tranzistorului sînt:

$$r_\pi = 250\ \Omega \qquad C_\pi = 200\ \text{pF}$$

$$g_m = 0{,}2\ \text{S} \qquad C_\mu = 4\ \text{pF}$$

Există un domeniu de frecvențe pentru care capacitatea de cuplaj C poate fi considerată ca un scurtcircuit pentru semnalul variabil, în timp ce atît C_π cît și C_μ pot fi socotite ca circuite deschise pentru semnalul variabil. În acest domeniu de frecvență, să se găsească amplificarea de tensiune de semnal mic V_o/V_i și rezistența de intrare de semnal mic V_i/I_i. Să se obțină mai întîi expresiile în litere ale acestor mărimi și apoi să se introducă în ele valorile numerice ale parametrilor.

P11.11. În fig. 11.25 este prezentat un amplificator mai practic în montajul cu emitorul comun.

a) Să se calculeze punctul static de funcționare al tranzistorului, adică, să se găsească I_O și V_{CE} cînd $v_i \equiv 0$. Se presupune că $\beta_F = 50$. *Să se facă aproximațiile rezonabile* (*Sugestie*. Se neglijează curentul de bază I_B în determinarea tensiunii între bază și masă stabilită de divizorul format din R_{B1} și R_{B2}. Se neglijează V_{EB} în determinarea tensiunii între emitor și masă).

b) Utilizînd circuitul echivalent π-hibrid să se găsească circuitul care caracterizează comportarea de semnal mic a montajului.

c) Să considere că:

$$r_\pi = 250\,\Omega$$

$$g_m = 0{,}2\text{S}$$

Se presupune frecvența suficient de mică astfel ca C_μ și C_π să fie considerate ca circuite deschise pentru semnal variabil. Să se calculeze amplificarea de tensiune de semnal mic V_o/V_i

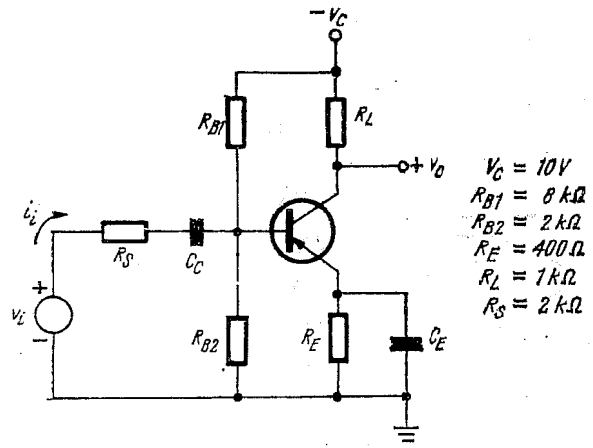


Fig. 11.25. Amplificator cu baza polarizată prin divizor.

și rezistența de intrare de semnal mic V_i/I_i pentru 1) și 2) de mai jos. Să se obțină mai întîi expresiile în litere ale acestor mărimi și apoi să se introducă în ele valorile numerice ale parametrilor:

1) presupunînd că C_C și C_E sînt scurtcircuite pentru semnal mic. Acesta este cazul uzual;

2) presupunînd că C_C este scurtcircuit pentru semnal mic dar eliminîndu-l pe C_E (înlocuit cu un circuit deschis).

Să se compare cele două seturi de valori și să se explice de ce C_E este în mod curent introdus în circuite, așa cum este în fig. 11.25.

P11.12 În fig. 11.26 se prezintă un amplificator liniar cu două tranzistoare. Sursa de curent continuu este necesară din motive de polarizare; dacă ea nu ar fi, primul tranzistor ar fi obligat să lucreze cu un curent de colector aproximativ egal cu curentul de bază al celui de al doilea tranzistor.

a) Să se obțină circuitul echivalent de semnal mic care caracterizează comportarea de semnal mic la joasă frecvență a acestui montaj. Se omit C_π și C_μ din circuitele echivalente ale ambelor tranzistoare.

b) Să se calculeze expresiile în litere ale următoarelor rapoarte:

— Conductanța de transfer de semnal mic $G = I_o/V_i$, unde I_o este amplitudinea complexă a componentei de semnal mic a curentului de ieșire și V_i este amplitudinea complexă a componentei de semnal mic a tensiunii de intrare;

— rezistența de intrare de semnal mic $R_i = V_i/I_i$, unde I_i este amplitudinea complexă a componentei de semnal mic a curentului de intrare.

P11.13. În fig. 11.27 se prezintă un amplificator în montajul cu baza comună. În acest circuit V_s și R_s reprezintă echivalentul Thévenin a unei surse de semnal mic; V_s indică amplitudinea complexă a sursei de semnal, în timp ce V_o indică amplitudinea complexă a tensiunii de semnal mic de ieșire. Rezistențele R_1, R_2 și R_3 stabilesc un punct static de funcționare corespunzător. Capacitatea C_1 cuplează sursa de semnal cu amplificatorul, în timp ce C_2 realizează punerea la masă a bazei pentru semnal.

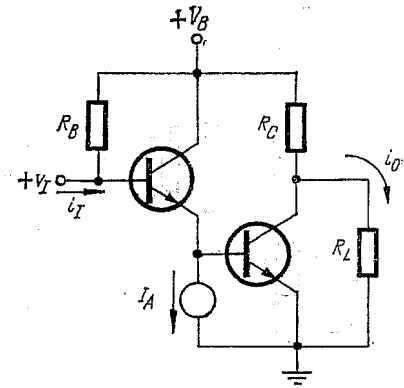


Fig. 11.26. Amplificator cu două etaje.

a) Să se obțină circuitul echivalent de semnal mic pentru acest circuit. Să se includă în circuit C_1 și C_2 și să se utilizeze modelul π-hibrid pentru tranzistor.

Există un domeniu de frecvențe pentru care capacitățile C_1 și C_2 au reactanțe neglijabil de mici, în timp ce capacitățile C_π și C_μ au admitanțe neglijabil de mici. În acest *domeniu al frecvențelor medii* amplificarea de tensiune de semnal mic V_o/V_i *nu depinde de frecvență*.

b) Să se obțină circuitul echivalent de semnal mic corespunzător analizei comportării tranzistorului în domeniul frecvențelor medii.

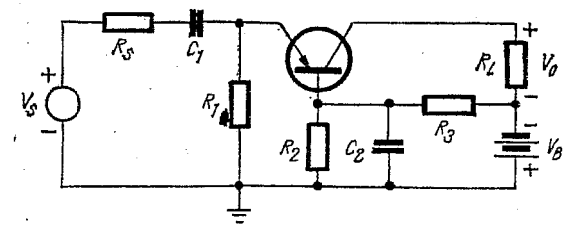


Fig. 11.27. Amplificator cu baza comună.

c) Utilizînd modelul obținut în b) să se determine expresia în litere (adică, algebrică) a amplificării de tensiune de semnal mic în domeniul frecvențelor medii, V_o/V_i.

P11.14. Deși tranzistoarele cu efect de cîmp au curenți de poartă foarte mici, capacitatea de poartă introduce o reactanță de intrare capacitivă care poate fi foarte importantă la frecvențe înalte. O metodă de a reduce sau elimina efectele capacității de poartă se numește neutralizare;

ea este ilustrată în fig. 11.28. Curentul care trece înapoi prin impedanța Z_n de neutralizare trebuie să anuleze curentul care trece prin capacitatea poartă-drenă reducînd în felul acesta capacitatea efectivă de intrare a amplificatorului. Să se utilizeze modelul de semnal mic din fig. 11.3 pentru a caracteriza tranzistorul și să se determine expresia pentru valoarea lui Z_n care va neutraliza complet efectul lui C_{gd} la intrare. Presupunînd că tranzistorul este ideal, să se exprime rezultatul în funcție de C_{gd} și de raportul de spire, n.

P11.15. Această problemă se ocupă de etajul cu ieșire simetrică cu TEC din fig. 11.17. Se consideră că ambele terminale au ca sarcină rezistența R_L, adică o rezistență R_L este conec-

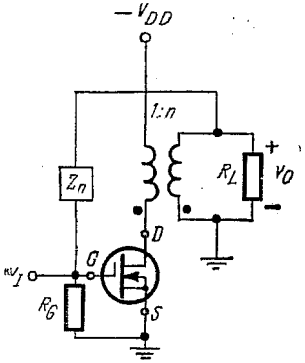


Fig. 11.28. Amplificator cu sursă comună, neutralizat.

tată de la sursă la masă și o rezistență egală R_L este conectată de la drenă la masă. Să se calculeze rezistența de ieșire de semnal mic văzută fie la terminalul sursei fie la cel al drenei în această condiție de sarcină simultană și egală.

P11.16. Se consideră stabilizatorul de tensiune arătat în fig. 11.19. Presupunînd că o sursă de curent de semnal mic de valoare i_t este conectată la terminalele de ieșire (marcată xx în fig. 11.19, *b*), să se găsească rezistența de ieșire echivalentă după Thévenin calculînd tensiunea de ieșire de semnal mic corespunzătoare v_t. Să se arate că acest rezultat este echivalent cu ecuația (11.56).

CAPITOLUL 12

DETERMINAREA PARAMETRILOR DE SEMNAL MIC

CAPITOLUL 12

DETERMINAREA PARAMETRILOR DE SEMNAL MIC

12.1 **Descrieri cu ajutorul rețelelor de cuadripoli**

12.1.1. Parametrii y
12.1.2. Parametrii z
12.1.3. Parametrii h
12.1.4. Parametrii g
12.1.5. Indicarea conexiunii tranzistorului
12.1.6. Comentarii generale asupra parametrilor de cuadripol.

12.2 **Măsurarea parametrilor π-hibrizi**

12.2.1. Determinarea lui g_m din I_C.
12.2.2. Determinarea lui r_π din β_o
12.2.3. Determinarea lui C_μ din C_{ob}.
12.2.4. Determinarea lui C_π din C_μ, g_m și ω_T
12.2.5. Determinarea lui r_x

12.3 **Variația parametrilor π-hibrizi cu tensiunea, curentul și temperatura**

12.3.1. Dependența de curentul de colector
12.3.2. Dependența de tensiunea de colector
12.3.3. Dependența de temperatură
12.3.4. Rezumat
12.3.5. Comparația cu unele date publicate
12.3.6. Exemple de determinarea parametrilor π-hibrizi din foile de catalog

12.4 **Parametrii de semnal mic pentru TEC**

12.4.1. Măsurarea lui g_m
12.4.2. Măsurarea lui C_{gd} și C_{gs}

Referințe bibliografice
Probleme

12

Determinarea parametrilor de semnal mic

Din punct de vedere al calculelor numerice, orice circuit echivalent tranzistorului este tot atît de exact ca și valorile parametrilor utilizați în el. De aceea, acum ne întorcem la problema importantă a determinării parametrilor circuitului echivalent de semnal mic pentru tranzistorul dat într-un punct de funcționare dat. Această problemă o vom discuta în două stadii:

— descriem etapele necesare pentru determinarea parametrilor modelului într-un punct de funcționare determinat;

— determinăm cum acești parametri variază cu tensiunea, curentul continuu și temperatura tranzistorului astfel ca valorile parametrilor pentru un nou punct de funcționare, să poată fi deduse din valorile obținute în punctul inițial de funcționare.

Circuitele echivalente de semnal mic discutate în această carte au fost deduse direct sau indirect din considerente de bază ale fizicii dispozitivelor semiconductoare. Valorile numerice pentru parametrii acestor circuite, însă, nu pot fi în general determinate din considerente fizice. Mai degrabă ele trebuie deduse din măsurări la terminalele dispozitivului. Astfel, înainte de a începe discuția detaliată de determinare a parametrilor, să considerăm întîi unele aspecte generale ale măsurărilor rețelelor cuadripol [1]).

[1]) Cititorul familiarizat cu parametrii de cuadripol poate trece direct la §12.15 fără ca prin aceasta să piardă din continuitate (*NA*).

12.1. DESCRIEREA CU AJUTORUL REȚELELOR DE CUADRIPOLI

Diferite puncte de comandă și impedanțe și admitanțe de transfer, care pot fi măsurate direct pe o rețea cu trei terminale (sau trei rețele de cuadripol care pot fi obținute din ea), necesită o descriere atentă. Noi trebue să spunem nu numai ce se măsoară, dar și la care terminale se mă-

Fig. 12.1. Convenție de semne pentru curenți și tensiuni la bornele cuadripolului.

soară și care este *sarcina* pe celelalte terminale. Toate aceste descrieri de măsurări la terminale au fost condensate în simboluri standard care apar frecvent în foile de catalog și în literatura de specialitate. Limbajul utilizat este acela al teoriei rețelelor liniare în formă de cuadripol (sau cu două perechi de terminale).

Tranzistorul este o rețea cu *trei terminale*. El poate fi caracterizat pentru semnale mici ca un cuadripol sau *element cu două porți* (diport) sau *cu două perechi de terminale* (fig. 12.1). Notațiile utilizate în figură

Tabelul 12.1

Lista seturilor posibile a parametrilor de cuadripol

Variabilele independente	Denumirea
V_i și V_o	Parametrii y
I_i și I_o	Parametrii z
I_i și V_o	Parametrii h sau parametrii hibrizi
V_i și I_o	Parametrii g
V_o și I_o	$ABCD$ sau parametrii generali de circuit
V_i și I_i	$A'B'C'D'$

indică faptul că tensiunile între perechi de terminale și curenții atribuiți fiecărei porți sînt amplitudini complexe ale componentelor de semnal mic. Aceste variabile sînt legate între ele prin două ecuații liniare dar, înainte de a le scrie este nevoie de a hotărî care din variabile vor fi privite ca independente. Există șase posibilități de a alege variabilele independente, fiecare din aceste posibilități conducînd către un set diferit de parametri de cuadripol, după cum se vede în tabelul 12.1.

În subparagrafele care urmează se trec în revistă pe scurt primele patru tipuri de descrieri.

12.1.1. Parametrii y

Dacă tensiunile sînt privite ca variabile independente, atunci curenții sînt dependenți și ecuațiile liniare adecvate pentru cuadripol sînt:

$$I_i = y_i V_i + y_r V_o \tag{12.1 a}$$

$$I_o = y_f V_i + y_o V_o \tag{12.1 b}$$

Coeficienții y_i, y_f și așa mai departe, se numesc parametrii y de semnal mic sau *parametrii admitanță* ai dispozitivului (ei au dimensiunea unor admitanțe). Deoarece curenții și tensiunile sînt reprezentate prin amplitudini complexe, parametrii y sînt rapoarte de amplitudini complexe, deci, sînt funcții de frecvența complexă, s.

Notația utilizată în ecuațiile (12.1) facilitează identificarea naturii parametrilor. Astfel y_i indică admitanțe *de intrare* de semnal mic cînd tensiunea de ieșire de semnal mic este zero, așa cum se poate vedea din ecuația (12.1 a). Adică,

$$y_i \equiv \left.\frac{I_i}{V_i}\right|_{V_o = 0} \tag{12.2 a}$$

În mod similar, y_o este admitanța de *ieșire* de semnal mic măsurată cînd tensiunea de intrare este egală cu zero (v. ecuația 12.1 b):

$$y_o \equiv \left.\frac{I_o}{V_o}\right|_{V_i = 0} \tag{12.2 b}$$

Astfel, atît y_i cît și y_o sînt admitanțe în puncte de comandă definite în condiții de scurtcircuit la cealaltă pereche de terminale. Ceilalți doi parametri y sînt admitanțe de transfer; ei leagă curentul la o pereche scurtcircuitată de terminale cu tensiunea aplicată la celelaltă pereche de terminale. Concret, admitanța de transfer *direct* y_f este:

$$y_f \equiv \left.\frac{I_o}{V_i}\right|_{V_o = 0} \tag{12.2 c}$$

în timp ce admitanța *inversă* y_r este

$$y_r \equiv \left.\frac{I_i}{V_o}\right|_{V_i = 0} \tag{12.2 d}$$

Oricare set de parametri de cuadripol poate fi interpretat ca reprezentînd un circuit echivalent. Modelul adecvat parametrilor de admitanță este arătat în fig. 12.2. Pătratele indică rețele dipol avînd admitanțele indicate. Se vede că modelul este echivalent cu ecuațiile (12.1) dacă se scrie ecuația lui Kirchhoff pentru curenți în nodurile notate cu i sau o.

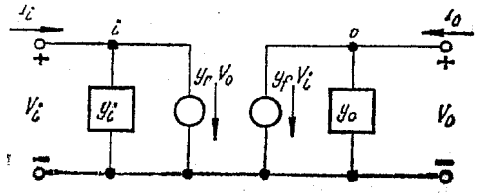


Fig. 12.2. Circuitul echivalent cu parametrii y.

12.1.2. Parametrii z

Dacă se aleg curenții ca variabile independente, parametrii de cuadripol adecvați sînt numiți *parametrii impedanță sau parametrii* z:

$$V_i = z_i I_i + z_r I_o \tag{12.3 a}$$

$$V_o = z_f I_i + z_o I_o. \tag{12.3 b}$$

Acești parametrii sînt, de asemenea, rapoarte de amplitudini complexe. Parametrul de intrare z_i și parametrul de ieșire z_o sînt impedanțe în puncte de comandă definite în condiții de *circuit deschis* la cealaltă pereche de terminal. În mod similar, parametrii direct și invers sînt impedanțe de transfer în circuit deschis. Trebuie să fie evident faptul că parametrii de impedanță *nu* sînt inversii parametrilor corespunzători de admitanță (v. problema P12.1).

12.1.3. Parametrii h

Dacă se aleg ca variabile independente curentul de intrare I_i și tensiunea de ieșire V_o, parametrii de semnal mic de cuadripol asociați sînt parametrii h sau *parametrii hibrizi*:

$$V_i = h_i I_i + h_r V_o \tag{12.4 a}$$

$$I_o = h_f I_i + h_o V_o. \tag{12.4 b}$$

Deoarece variabilele indepedente sînt mixte, și parametrii h sînt micști din punct de vedere dimensional.

$$h_i = \left.\frac{V_i}{I_i}\right|_{V_o = 0} = \text{impedanța de intrare cu ieșirea în scurt-circuit} \tag{12.5 a}$$

$$h_o = \left.\frac{I_o}{V_o}\right|_{I_i = 0} = \text{admitanța de ieșire cu intrarea în circuit deschis} \tag{12.5 b}$$

$$h_f = \left.\frac{I_o}{I_i}\right|_{V_o = 0} = \text{factor de transfer de curent direct cu ieșirea în scurtcircuit} \tag{12.5 c}$$

$$h_r = \left.\frac{V_i}{V_o}\right|_{I_i = 0} = \text{factorul de transfer de tensiune invers în circuit deschis} \tag{12.5 d}$$

Circuitul echivalent adecvat parametrilor h este arătat în fig. 12.3. În acest circuit echivalent pătratul care conține pe h_i indică o rețea dipol care are o *impedanță* h_i, în timp ce pătratul care conține pe h_o indică o rețea dipol care are o admitanță h_o.

12.1.4. Parametrii g

Al patrulea set de parametri de cuadripol, parametrii g, rezultă cînd tensiunea de intrare și curentul de ieșire sînt luate ca variabile independente. Acești parametri au importanță în formularea uneia din cele patru configurații de amplificatoare cu reacție posibile (v. cap. 18). Descrierea cu parametrii g este similară cu descrierea cu parametrii h de mai sus, de aceea, aici ea nu va fi prezentată (v. problemele P12.2 și P12.3).

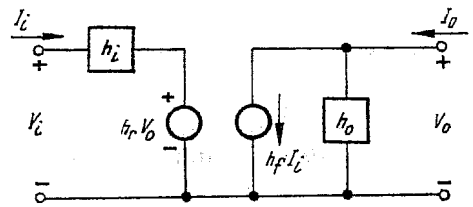


Fig. 12.3. Circuitul echivalent cu parametri h.

Trebuie să fie clar că, *oricare* set de parametri de cuadripol poate fi exprimat în funcţie de oricare alt set de parametri. Aceste transformări sînt directe şi neconcludente[1].

12.1.5. Indicarea conexiunii tranzistorului

Tranzistorul poate fi reprezentat ca un cuadripol în cîteva moduri. Pentru tranzistorul bipolar există trei conexiuni utile: bază comună, emitor comun şi colector comun, aşa cum se arată în fig. 12.4. Pentru TEC

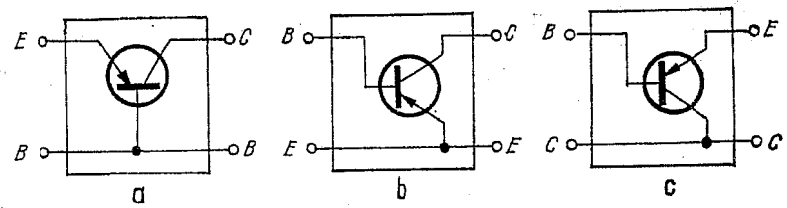


Fig. 12.4. Cele trei posibilităţi de prezentare a tranzistorului ca un cuadripol: *a* – bază comună; *b* – emitor comun; *c* – colector comun.

există, de asemenea trei: cu sursă, drenă şi poartă comune. Fiecare din descrierile cu ajutorul cuadripolilor (h, y etc.) discutate anterior sînt aplicabile pentru oricare din aceste configuraţii. Parametrii sînt, desigur, diferiţi, de multe ori foarte diferiţi. De aceea este important să se specifice fără ambiguitate tipul de conexiune. În practica uzuală, această identificare a conexiunii se realizează *prin adăugarea unui al doilea indice la parametrii de cuadripol.* Astfel, h_{ib} indică parametrul hibrid de intrare al tranzistorului în conexiunea cu baza comună, y_{re} indică admitanţa de transfer invers a unui tranzistor bipolar în conexiunea cu emitorul comun şi y_{fs} este admitanţa de transfer direct a unui TEC în conexiunea cu sursa comună[2].

12.1.6. Comentarii generale asupra parametrilor de cuadripol

Parametrii de cuadripol realizează o caracterizare generală şi cam formală care poate fi aplicată *oricărui dispozitiv cu trei terminale, liniar pentru semnale mici.* Parametrii de cuadripol pentru tranzistoare sînt rapoarte de polinoame în variabila complexă de frecvenţă, s şi fiecare parametru depinde în general de punctul de funcţionare şi de temperatura dispozitivului. În paragraful următor vom vedea că aceşti parametri pot fi simplu evaluaţi din măsurări; tehnica măsurării este sugerată de însăşi definiţia parametrilor dată de ecuaţiile (12.2) şi (12.5). Pentru a caracteriza complet tranzistorul din punct de vedere al semnalului mic trebuie utilizate modele de circuit ca acelea arătate în fig. 12.2 şi 12.3 împreună cu valorile măsurate ale parametrilor. În particular, în calculele care implică amplificatoare de bandă îngustă este de multe ori convenabil a modela în acest fel tranzistorul. Pentru uzul general, însă, aceste modele au neajunsuri clare. Fiecare din parametri este un număr complex variind într-un mod mai mult sau mai puţin complicat cu frecvenţa, temperatura ambiantă şi punctul de funcţionare şi nereflectînd o legătură simplă cu fizica dispozitivului. Această complexitate privează pe proiectantul de circuite de orice tratare intuitivă a problemei şi-l obligă să utilizeze o multitudine de grafice şi tabele care descriu modul cum fiecare parametru variază cu frecvenţa, temperatura, tensiunea şi curentul

[1] Aceste transformări sînt dezvoltate în detaliu şi rezultatele complicate sînt de exemplu tabulate în referinţa [12.1] (*NA*).

[2] Pentru un dispozitiv dat, oricare set de parametri poate fi transformat în acelaşi (sau în alt) set de parametrii pentru o altă conexiune. Aceste transformări pentru tranzistoarele bipolare (toate cele 316 cîte există) sînt tabulate în referinţa [12.1] (*NA*).

12.2. MĂSURAREA PARAMETRILOR π-HIBRIZI

Ne întoarcem acum la una din problemele centrale ale acestui capitol, şi anume, determinarea valorilor numerice pentru elementele circuitului ecuivalent π-hibrid (fig. 12.5). Această determinare poate fi făcută sau prin măsurarea directă a tranzistorului în punctul de funcţionare dorit,

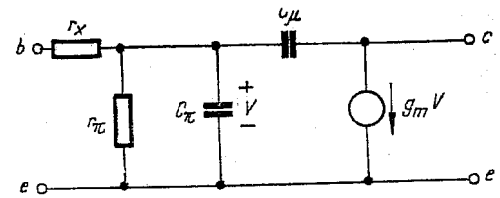


Fig. 12.5. Circuitul echivalent π-hibird.

sau prin calcul, folosind datele măsurărilor prezentate în mod normal de producătorul tranzistorului. În ultimul caz măsurările sînt făcute la un curent standard, de obicei $I_0 = 10$ mA, astfel că valorile parametrilor trebuie ulterior aduse la valorile corespunzătoare punctului de funcţionare dorit. Această transformare va fi discutată în § 12.3.

Patru din cei cinci parametri π-hibrizi pot fi determinați efectuînd următoarele măsurări la terminalele dispozitivului :

— amplificarea de curent în scurtcircuit pentru conexiunea cu emitorul comun la frecvențe joase la semnal mic, β_o [1]);

— frecvența pentru care amplificarea ia valoarea egală cu unitatea în conexiunea cu emitorul comun, ω_T (numit uneori produsul amplificare-bandă);

— curentul de colector I_C la care β_o și ω_T au fost măsurați;

— capacitatea de ieșire în conexiunea bază comună, C_{ob}. Din fericire, majoritatea cataloagelor dau acești parametri sau date din care ei pot fi deduși.

12.2.1. Determinarea lui g_m din I_C

Parametrul g_m al sursei controlate nu se măsoară nici direct și nici indirect. În schimb, ne bizuim pe valabilitatea relației între g_m și I_C, discutată în § 11.4.1 :

$$g_m = \frac{q}{kT}|I_C|. \tag{12.6}$$

Această metodă de determinare este precisă dacă $|I_C|$ este mult mai mare decît I_{CO}, dar suficient de mic, astfel ca să poată fi aplicată condiția de semnal mic.

12.2.2. Determinarea lui r_π din g_m și β_o

Valoarea lui r_π poate fi determinată considerînd tranzistorul în conexiunea cu emitorul comun și măsurînd amplificarea de curent în scurtcircuit la frecvență joasă. Adică, măsurăm h_{fe} sau β la frecvențe suficient de mici pentru ca efectele capacitive să poată fi ignorate în circuitul echivalent al tranzistorului.

Un circuit echivalent corespunzător acestor condiții este prezentat în fig. 12.6. Pentru acest circuit,

$$\frac{I_c}{I_b} = h_{fe} \equiv \beta_o = g_m r_\pi. \tag{12.7}$$

[1]) Amplificarea de curent cu ieșirea în scurtcircuit pentru semnal mic în cazul parametrilor h, se notează h_{fe} însă, din motive istorice, se mai notează și cu β. Valoarea lui β (sau h_{fe}) pentru frecvențe joase se notează cu β_0. Mărimea β_F, de asemenea legată strîns de β_0, este parametrul utilizat în circuitele echivalente de semnal mare, unde, prin definiție, nu depinde de tensiune sau curent (*N.A.*).

Astfel, dacă măsurăm amplificarea de curent în scurtcircuit, β_0, la o frecvență joasă oarecare și calculăm pe g_m din ecuația (12.6), putem găsi pe r_π :

$$r_\pi = \frac{\beta_o}{g_m}. \tag{12.8}$$

Producătorii specifică frecvent în foile de catalog valoarea h_{FE} numită amplificare de curent continuu sau amplificarea de curent continuu în impulsuri (din cauza tehnicii impulsurilor utilizate în măsurători). Acest

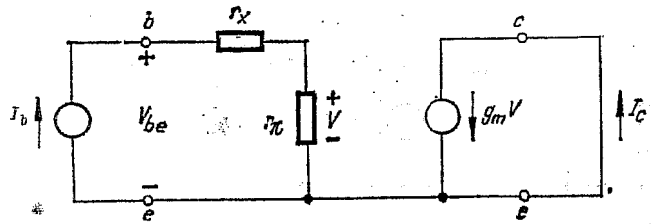


Fig. 12.6. Circuitul pentru măsurarea lui h_{fe} și h_{ie} în vederea determinării lui r_π și respectiv r_x.

parametru este prin definiție raportul dintre curentul *total* de colector și curentul *total* de bază :

$$h_{FE} = \frac{I_C}{I_B}. \tag{12.9}$$

Pentru tranzistoarele cu siliciu unde efectele lui I_{CO} pot fi neglijate, h_{FE} este aproximativ egal cu h_{fe}; prin urmare, această amplificare de curent poate fi utilizată în ecuația (12.7) pentru a determina pe r_π.

12.2.3. Determinarea lui C_μ din C_{ob}

Valoarea capacității C_μ poate fi determinată măsurînd capacitatea între electrozii bază și colector ai tranzistorului cu emitorul în circuit deschis din punct de vedere al semnalului mic, așa cum se arată în fig. 12.7. Aici, de fapt, măsurăm capacitatea de ieșire a tranzistorului în conexiunea cu baza comună, mărime notată de obicei cu C_{ob}. Generatorul g_m, r_π și C_π nu intră în această măsurare, deoarece cu emitorul în gol, V trebuie

să fie egal cu zero. Pentru a arăta acest lucru, însumăm curenții la nodul emitorului:

$$(g_\pi + sC_\pi)V + g_m V = 0.$$

Singura soluție a acestei ecuații [în afară de $s = -(g_m + g_\pi)/C_\pi$] este $V = 0$. Cu g_m, g_π și C_π astfel eliminați pentru această măsurare, rețeaua

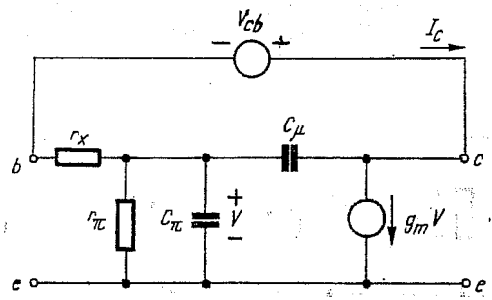


Fig. 12.7. Circuitul pentru măsurarea lui C_π în vederea determinării lui C_μ.

se reduce la o combinație serie din r_x și C_μ. Dacă efectuăm măsurarea la o astfel de frecvență încît

$$\frac{1}{\omega C_\mu} \gg r_x, \tag{12.10}$$

atunci

$$C_\mu = C_{ob}. \tag{12.11}$$

12.2.4. Determinarea lui C_π din C_μ, g_m și ω_T

O valoare corespunzătoare pentru C_π poate fi determinată din măsurarea amplificării de curent în scurtcircuit la frecvențe înalte. Putem găsi relația necesară din fig. 12.8. Deoarece ieșirea este în scurtcircuit, rezultă că V este egal cu:

$$V = \frac{I_b}{g_\pi + s(C_\pi + C_\mu)}. \tag{12.12}$$

Astfel, dacă neglijăm curentul prin C_μ (vezi § 14.5) amplificarea de curent în scurtcircuit, β, este:

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} = h_{fe} = \frac{g_m}{g_\pi + s(C_\pi + C_\mu)}. \tag{12.13}$$

Dacă am determinat g_m, g_π și C_μ, măsurarea lui β la oricare frecvență unde capacitățile au un efect important ne va da valoarea cerută pentru C_π.

Calculul lui C_π se simplifică dacă se face măsurarea lui β la o frecvență suficient de înaltă, astfel ca g_π să nu mai aibă un efect apreciabil asupra lui β. Pentru a arăta acest lucru pe cale grafică și pentru a defini și alți parametri prezentați în mod curent în cataloage și care pot fi utilizați în determinarea lui C_π, desenăm în fig. 12.9 modulul și faza lui β în funcție

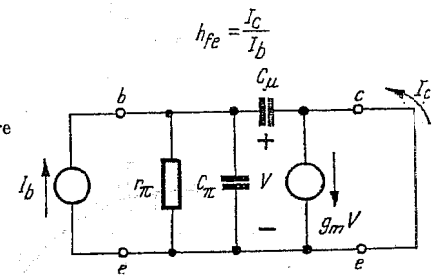


Fig. 12.8. Circuitul de semnal mic din care poate fi dedus C_π.

de frecvență. După cum se poate vedea din ecuația 12.13, asimptota la frecvență joasă a curbei modulului lui β este $g_m r_\pi$, și există o singură schimbare de pantă în jos care are loc la frecvența:

$$\omega_\beta = \frac{g_\pi}{(C_\pi + C_\mu)} \tag{12.14}$$

Adică, ω_β *este frecvența*[1]) *la care amplificarea de curent în scurtcircuit în conexiunea cu emitorul comun scade la 0,707 din valoarea sa de la frecvență joasă*. Pentru frecvențe mult mai mari decît ω_β, g_π nu mai este important și curba modulului amplificării tinde asimptotic spre o linie cu o pantă egală cu 1 în coordonate la scară logaritmică pe ambele axe. Adică, în acest domeniu de frecvențe:

$$|h_{fe}| = |\beta| \approx \frac{g_m}{\omega(C_\pi + C_\mu)}. \tag{12.15}$$

Extrapolînd asimptota la frecvențe înalte, aceasta atinge valoarea unu la o frecvență notată cu ω_T. Este important de precizat că noi *extrapolăm* $|\beta|$, deoarece valoarea lui $|\beta|$ măsurată pentru un tranzistor real *nu* este egală cu unitatea la frecvența ω_T. Alte efecte care au fost neglijate, cum ar fi capacitatea capsulei și a diodei de suprapunere, inductanța electrodului

[1]) Se înțelege frecvența unghiulară sau pulsația (NT).

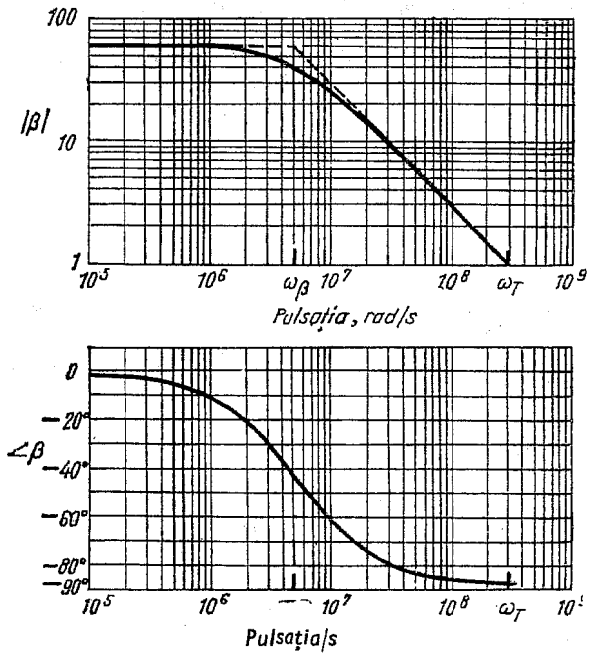


Fig. 12.9. Modulul și faza lui β pentru circuitul din fig. 12.8.

de emitor și limitările de frecvență fundamentale date de circuitul echivalent π-hibrid fac ca prevederile acestui circuit să devină inexacte în acest domeniu de frecvență. Astfel, ω_T este definită ca frecvența unde $|\beta|$ *extrapolat* din regiunea unde panta este egală cu —1 scade la unitate. Din ecuația (12.15) avem :

$$\omega_T = \frac{g_m}{(C_\pi + C_\mu)}. \tag{12.16}$$

Această expresie poate fi utilizată pentru a determina pe C_π :

$$C_\pi = \frac{g_m}{\omega_T} - C_\mu. \tag{12.17}$$

De multe ori producătorii nu dau valoarea lui ω_T direct. Din cauza impreciziilor de măsurare deja discutate, ei preferă să specifice $|h_{fe}|$ la o frecvență oarecare între ω_β și ω_T. Este evident din ecuațiile (12.15) și (12.16) sau din

fig. 12.9 că, dacă măsurăm pe h_{fe} la o frecvență oarecare ω în regiunea asimptotică

$$\omega_T = \omega\,|h_{fe}(\omega)| \tag{12.18}$$

și

$$\omega_T = \beta_0\,\omega_\beta. \tag{12.19}$$

12.2.5. Determinarea lui r_x

După cum am discutat în cap. 11, rezistența bazei r_x apare ca urmare a cîtorva mecanisme fizice de ordinul doi. Din acest motiv este singurul element al modelului nostru care-și schimbă întrucîtva valoarea cu frecvența. Este dificil a-l măsura și rareori putem obține pentru el o valoare fie directă fie indirectă din informațiile prezentate în foile de catalog ale producătorilor. Din fericire, în tranzistoarele fabricate cu tehnologia de difuzie modernă, rezistența de bază este suficient de mică, astfel că ea nu joacă un rol important în calculele de circuit. Valoarea la frecvență joasă a rezistenței de bază r_x poate fi uneori determinată utilizînd circuitul arătat în fig. 12.6 prin măsurarea impedanței de intrare în scurtcircuit la frecvență joasă, h_{ie}. Se vede că :

$$\frac{V_{be}}{I_b} = h_{ie} = r_x + r_\pi. \tag{12.20}$$

În felul acesta, dacă măsurăm pe h_{ie} și cunoaștem pe r_π din ecuația (12.8), avem :

$$r_x = h_{ie} - r_\pi. \tag{12.21}$$

Deoarece r_x este în mod curent mult mai mică decît r_π, această determinare poate fi foarte imprecisă, deoarece depinde de diferența între două numere mari. Această problemă este gravă dacă determinarea se bazează pe datele publicate de producător : ecuația (12.21) dă în aceste cazuri valori negative fără sens pentru r_x.

Valoarea pentru frcvențe înalte a lui r_x poate fi găsită din măsurarea lui y_{ie} la frecvențe înalte. Din fig. 12.5 observăm că pentru frecvențe mult mai mari ca ω_β (v. problema P12.4) :

$$y_{ie} = \frac{g_x\, s\,(C_\pi + C_\mu)}{g_x + s\,(C_\pi + C_\mu)}; \tag{12.22}$$

Pe măsură ce frecvența crește, partea reală a lui y_{ie} se apropie de o constantă. Conceret, pentru frecvențe mult mai mari ca $\omega_b = g_m/(C_\pi + C_\mu)$:

$$\mathrm{Re}[y_{ie}] = g_x. \tag{12.23}$$

Valoarea lui r_x pentru frecvențe înalte poate fi găsită de asemenea din h_{ie} (v. problema P12.5) dar determinarea din y_{ie} este mai puțin sensibilă la efectele parazite ale capacității capsulei (v. problema P12.5).

La frecvențe înalte rezistența de bază în majoritatea tranzistoarelor tinde să atingă o valoare mică și constantă, de multe ori numită rezistența de bază extrinsecă, care pentru multe tranzistoare poate avea o valoare în jur de 25 Ω.

12.2.6. Recapitularea măsurărilor

Pentru o informare rapidă, toate măsurătorile pentru determinarea valorilor elementelor circuitului echivalent π-hibrid sînt recapitulate în tabelul 12.2. Exemple care utilizează aceste relații sînt date în §12.3.6.

Tabelul 12.2

Măsurări pentru determinarea parametrilor π-hibrizi

Elementul π-hibrid	Mărimea de măsurat	Legătura
g_m	I_C	$g_m = \frac{q}{kT}\lvert I_C \rvert$
r_π	β_0	$r_\pi = \frac{\beta_0}{g_m}$
r_x frecvență joasă	$h_{ie}\lvert_{1000\ \mathrm{Hz}}$	$r_x = h_{ie}\lvert_{1000\ \mathrm{Hz}} - r_\pi$
r_x frecvență înaltă	$y_{ie}\lvert_{\omega \gg \omega_b}$	$g_x = Re\,[y_{ie}]_{\omega \gg \omega_b}$
C_μ	C_{ob}	$C_\mu \simeq C_{ob}$
C_π	ω_T	$C_\pi = \frac{g_m}{\omega_T} - C_\mu$

12.3. VARIAȚIA PARAMETRILOR π-HIBRIZI CU TENSIUNEA, CURENTUL ȘI TEMPERATURA

Ne întoarcem acum la stadiul al doilea în determinarea parametrilor : să găsim cum variază cu tensiune, curentul și temperatura valorile parametrilor modelului π—hibrid. Odată aceste legături cunoscute, este posibil de a trece de la un set de parametrii măsurați într-un punct standard de funcționare la valorile corespunzătoare unui alt punct particular de funcționare. Discuția noastră se va baza pe relațiile fizice pentru parametrii π-hibrizi obținute în cap. 11. Înainte de a începe, însă, cîteva cuvinte de

avertizare sînt necesare. Ne amintim că teoria idealizată din cap. 11 presupune în tranzistor o regiune a bazei uniformă, joncțiuni abrupte și nivel mic de injecție. Aceste condiții sînt rareori întîlnite în practică. Se dovedește însă, că imposibilitatea îndeplinirii acestor presupuneri nu produce variații de ordin întîi în relațiile fizice. Astfel, putem presupune că relațiile fizice idealizate sînt valabile într-un domeniu rezonabil de tensiuni, curenți și temperatură. De exemplu, dacă un parametru este măsurat la $I_C = 10$ mA, trebuie să avem posibilitatea să utilizăm relațiile fizice idealizate pentru a găsi valoarea parametrului, să zicem la 1 mA sau 20 mA, dar nu pentru 0,001 mA sau 100 mA.

Deoarece topologia modelului π-hibrid a fost obținută direct din principiile fizice care stau la baza dispozitivului, nu este surprinzător faptul că întreaga discuție a variațiilor parametrilor π-hibrizi cu tensiunea, curentul și temperatura depinde de variația numai a cîtorva parametri fizici cu aceste mărimi. Fig. 12.10 rezumă relațiile fizice între parametrii π-hibrizi. Este clar că parametrii fizici cheie sînt g_m, D_b, W și C_j . Presupunînd un nivel mic de injecție ecuațiile corespunzătoare sînt :

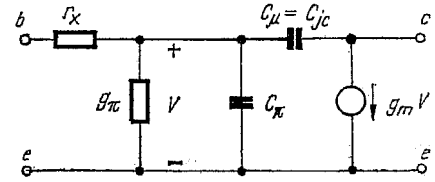


Fig. 12.10 Relații fizice idealizate pentru parametrii π-hibrizi :

$$g_m = \frac{q\lvert I_C\rvert}{kT}; \quad \beta_0 = \frac{g_m}{g_\pi} = \frac{2\,D_b\tau_b}{W^2}; \quad g_\pi = g_m\left(\frac{W^2}{2\,D_b\tau_b} + \right.$$

$$\left. + \frac{D_e W n_{e0}}{D_b W_e p_{b0}}\right); \quad C_\pi = C_b + C_{je} = g_m\frac{W^2}{2\,D_b} + C_{je}.$$

Conductanța de semnal mic :

$$g_m = \frac{q\lvert I_C\rvert}{kT}; \tag{12.24}$$

Coeficientul de difuzie :

$$D = \mu\frac{kT}{q}; \tag{12.25}$$

Mobilitatea μ : independentă de tensiune și curent ;
Timpul de viață τ_b : independent de tensiune și curent ;
Capacitatea de semnal mic a joncțiunii :

$$C_j = K(\psi_0 - V)^{-n}, \tag{12.26}$$

unde $n = \frac{1}{2}$ pentru dispozitive cu joncțiuni abrupte și $\frac{1}{3}$ pentru joncțiuni gradate;

Lărgimea bazei W : se îngustează pe măsură ce V_{CB} crește (vezi § 7.5.1).

12.3.1. Dependența de curentul de colector

Este clar, că niciuna din relațiile precedente, cu excepția lui g_m, nu conține curentul de colector I_C. Prin urmare, din fig. 12.10, parametrii hibrizi variază cu curentul așa cum se arată în tabelul 12.3.

Tabelul 12.3

Variația parametrilor π-hibrizi cu I_C

Parametrul	Efectul creșterii lui I_C
g_m , g_π , C_b , C_{je} , C_μ, β_o	Cresc liniar Independenți de $\|I_C\|$

Deoarece C_π este egal cu $C_b + C_{je}$, C_π variază aproape liniar cu $|I_C|$ exceptînd nivelele de curent suficient de mici cînd C_{je} domină expresia.

Din cauza efectelor de autoaglomerare și de modulare a conductibilității regiunii neutre a bazei, valoarea la frecvență joasă a lui r_x scade odată cu creșterea lui $|I_C|$ așa cum este schițat în fig. 12.11. La frecvențe înalte r_x este formată numai din rezistența extrinsecă a bazei, deci, este aproape independentă de $|I_C|$.

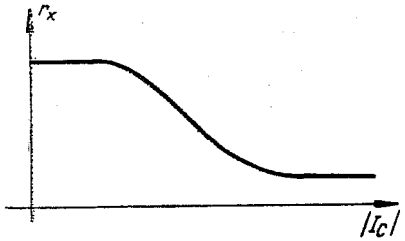


Fig. 12.11. Variația rezistenței de bază la frecvențe joase cu $|I_C|$.

12.3.2. Dependența de tensiunea de colector

Deoarece g_m, D_b, și τ_b sînt independenți de tensiunea de colector, variația cu tensiunea a parametrilor circuitului C_π, C_μ și g_π apare prin W. După cum s-a menționat, W scade odată cu creșterea lui $|V_{CB}|$. În regiunea

activă $|V_{BE}|$ este constantă și egală cu aproximativ 0,6 V pentru siliciu. Astfel, pentru $|V_{CB}|$ mai mare decît cîțiva volți, $|V_{CB}|$ va fi aproape egal cu $|V_{CE}|$. Găsim, deci, din fig. 12.10 și ecuația (12.26) că parametrii tranzistorului variază cu $|V_{CE}|$, așa cum se arată în tabelul 12.4. Deoarece lărgimea bazei se îngustează cînd $|V_{CE}|$ crește ne așteptăm ca rezistența bazei, fenomen asociat cu fluxul transversal de purtătorii majoritari, să crească odată cu creșterea lui $|V_{CE}|$. Pentru $|I_C|$ constant, însă,

Tabelul 12.4.

Variația parametrilor π — hibrizi cu V_{CE}

Parametrul	Efectul creșterii lui $\|V_{CE}\|$
g_m, C_{je}	independenți de $\|V_{CE}\|$
g_π, C_b	scad
β_o	crește (g_m/g_π)
C_μ	scade (variază cu $\|V_{CE}\|^{-n}$

$n = \frac{1}{2}$ pentru joncțiuni abrupte și $\frac{1}{3}$ pentru joncțiuni gradate liniar.

îngustarea lărgimii bazei va mări autoaglomerarea, care, la rîndul ei, reduce rezistența bazei. Competiția între aceste mecanisme face dificilă în general aprecierea variației rezistenței de bază cu $|V_{CE}|$ deoarece valorile relative ale fiecărui efect într-un tranzistor dat depind de punctul de funcționare. Dacă curentul de colector este suficient de mic, atunci nu are loc o autoaglomerare importantă și rezistența bazei va *crește* odată cu creșterea lui $|V_{CE}|$.

12.3.3. Dependența cu temperatura

Studiem în acest subparagraf variația parametrilor π-hibrizi cu temperatura, *presupunînd că I_C și V_{CE} sînt păstrate constante.* Trebuie amintit, însă, că în circuitul tranzistorului real, variațiile punctului de funcționare (V_{CE} și I_C) cu temperatura pot produce variații mai mari ale parametrilor decît variațiile directe induse la temperaturile descrise aici.

Deoarece W este independent de temperatură dependența parametrilor de temperatură apare prin variațiile cu τ_b și D_b. Timpul de viață al purtătorilor minoritari, τ_b, crește odată cu creșterea temperaturii, în particular în siliciu unde se consideră că mișcarea termică rapidă a purtătorilor la temperaturi înalte face capturarea purtătorilor minoritari de către imperfecțiuni mai puțin probabilă. Tabelul 12.5, care se bazează pe tabelul 1.2 și ecuația (3.69) din referința [12.2], dă dependența cu temperatura

a mobilității și a coeficientului de difuzie. Valorile pentru mobilități au fost obținute pentru purtători majoritari, însă pentru concentrațiile de impurități de interes în tranzistoare. mobilitățile pentru purtătorii minoritari au aceeași dependență cu temperatura.

Este evident că dependența cu temperatura a lui β_0 este complicată din cauza efectelor competitive ale lui D_b și τ_b. Recurgem astfel la datele măsurate. Un grafic normalizat pentru β_0 în funcție de temperatură pentru tranzistoare de mică putere (fig. 12.12) arată o creștere continuă, creșterea fiind mai puternică pentru siliciu (în principal din cauza creșterii lui τ_b).

Tabelul 12.5

Dependența cu temperatura a mobilității și a coeficientului de difuzie

Materialul	Dependența cu temperatura a mobilității	Dependența cu temperatura a coeficientului de difuzie
Goluri în germaniu Goluri și electroni în siliciu	$T^{-2,2}$ pînă la $T^{-2,7}$	$T^{-1,3}$ pînă la $T^{-1,7}$
Electroni în germaniu	$T^{-1,7}$	$T^{-0,7}$

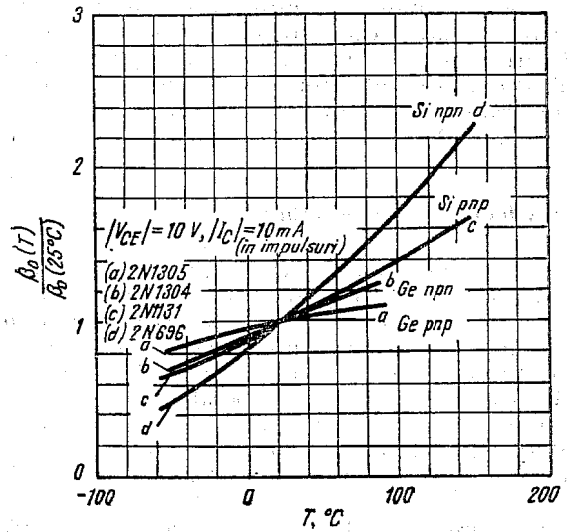


Fig. 12.12. β_0 funcție de T pentru tranzistoare tipice.

Pe baza tabelului 12.5 și a fig. 12.12 găsim datele arătate în tabelul 12.6. Parametrul r_x crește cînd temperatura crește în principal din cauza că scăderea mobilității purtătorilor majoritari (tabelul 12.5) reduce conductivitatea.

Tabelul 12.6

Variația parametrilor hibrizi cu temperatura

Parametrul	Variația cu creșterea temperaturii T
g_m	$\frac{1}{T}$
β_0	crește (fig. 12.12)
r_π	T^{1+} (produsul lui T cu o funcție corespunzătoare din fig. 12.12)
C_b	$T^{0,3}$ la $T^{0,7}$ pentru siliciu și germaniu *pnp* $T^{-0,3}$ pentru germaniu *npn*
C_μ, C_{je}	independenți de T

12.3.4. Rezumat

Rezultatele 12.3.1, 12.3.2 și 12.3.3 sînt rezumate în tabelul 12.7.

12.3.5. Comparație cu unele date publicate

Este util în acest moment să comparăm cantitativ unele date prezentate în tabelul 12.7 obținute în principal pe baze fizice considerînd un model idealizat, cu datele publicate, obținute experimental. În acest scop arătăm mai întîi în fig. 12.13 datele experimentale care indică variația lui β_0 cu curentul de colector. Deși β_0 nu este constant așa cum am prezis noi, el este de multe ori aproape de această situație. În fig. 12.13, c, de exemplu, β_0 variază cu aproape $\pm 10\%$ pe trei decade ale curentului de colector, de la 0,5 la 500 mA. Tranzistorul din fig. 12.13, a nu este așa de bun ca acesta, în timp ce tranzistorul din b este, evident, mult mai bun ($\pm 5\%$ pe cinci decade)[1].

Examinăm în continuare datele experimentale privitoare la variația lui f_T cu V_{CE} și I_C, și comparăm aceste rezultate cu variațiile corespunzătoare ale lui f_T rezultate din tabelul 12.7. Datele experimentale despre variația lui $f_T = \omega_T/2\pi$ cu tensiunea și curentul sînt, de obicei, prezentate sub forma unor contururi în planul curentul I_C — tensiunea V_{CE}, așa cum se arată

[1] Variația lui β_0 cu curentul este discutată în referința [12.3] (*NA*)

Tabelul 12.7

Variația parametrilor π — hibrizi cu tensiunea, curentul și temeratura

Parametrul	Relația fizică idealizată	Variația cu creșterea		
		$\|I_C\|$	$\|V_{CE}\|$	T
g_m	$\frac{q\|I_C\|}{kT}$	liniară	independentă	$\frac{1}{T}$
g_π	$g_m \frac{W^2}{2D_b \tau_b}$	liniară	scade	$\frac{1}{T^{1+}}$
C_π C_b	$g_m \frac{W^2}{2D_b}$	liniară	scade	$T^{-0,3}$ la $T^{+0,7}$
C_π C_{je}	$K(\psi_0 - V)^{-n}$	independentă	independentă	independentă
r_x	?	scade la curenți mari (fig. 12.11)	?	crește
C_μ	$K(\psi_0 - V)^{-n}$	independentă	scade $\|V_{CE}\|^{-n}$	independentă
β_0	$g_m r_\pi$	independent	crește uniform	crește (fig 12.12)

$n = \frac{1}{2}$ pentru joncțiuni abrupte și $\frac{1}{3}$ pentru joncțiuni liniar gradate.

în fig. 12.14 *a* și *b*. Intersecția acestor contururi cu o linie orizontală dată dă variația lui f_T numai cu I_C. De exemplu, pentru $V_{CE} = 2V$, curbele din fig. 12.14 *a* indică faptul că f_T crește de la 100 MHz pentru curenți mici pînă la 700 MHz pentru I_C în domeniul 20 pînă la 30 mA. Analiza noastră de ordin unu corespunde acestor date, deoarece, pe baza tabelului 12.7, $\omega_T = g_m/(C_\pi + C_\mu)$ trebuie să crească cu creșterea curentului, pentru că g_m și C_π cresc liniar cu curenții, în timp ce C_μ rămîne constant.

Deoarece întreaga noastră analiză se bazează pe presupunerea existenței unui nivel mic de injecție, nu este surprinzător faptul că ea nu prezice corect comportarea la curent mare a lui f_T. Concret, tabelul 12.7 indică faptul că ω_T trebuie să fie constant la curenți suficienți de mari pentru a face pe C_π mult mai mare ca C_μ, însă datele din fig. 12.14 *a* arată clar că ω_T, de fapt, scade rapid pentru curenți mai mari ca 50 mA. Această problemă este discutată mai în detaliu în referința [12.3].

Intersecția contururilor cu o linie verticală dată, dă în fig. 12.14 *a* și *b* variația lui f_T numai cu V_{CE}. Curbele arată o creștere monotonă a lui f_T cu creșterea tensiunii de colector. Acest rezultat este în concordanță cu

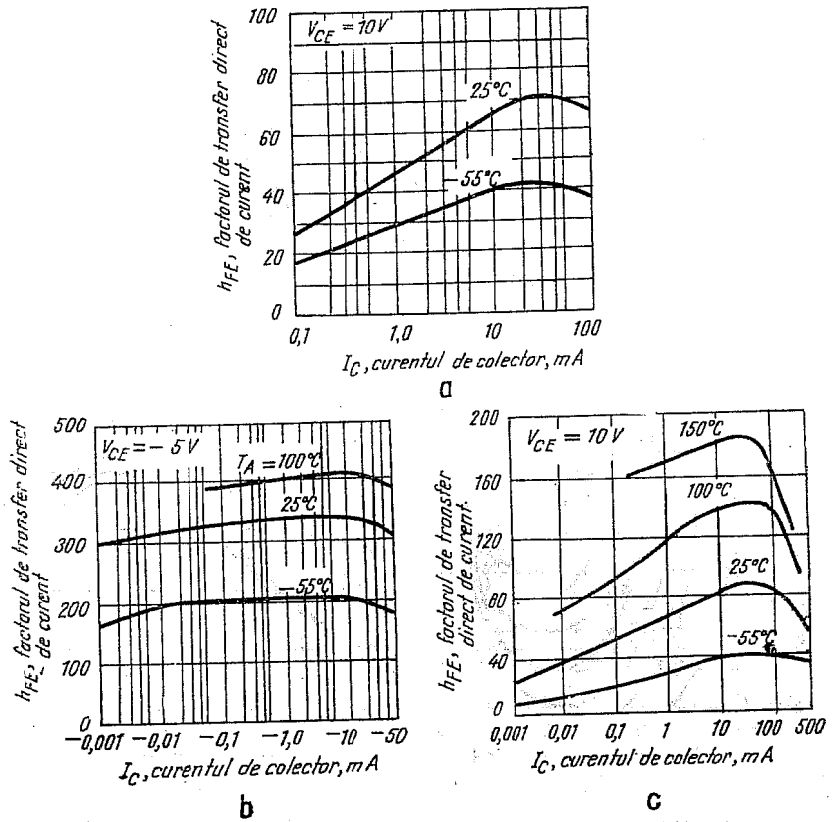


Fig. 12.13. Variația lui h_{FE} cu I_C și T pentru trei tranzistoare cu siliciu:
a — tranzistor *npn*, tip 2N3564; *b* — tranzistor *pnp*, tip 2N 3964; *c* — tranzistor *npn*, tip 2N1613.

analiza noastră de ordin unu deoarece, după tabelul 12.7, g_m este constant și ambele C_μ și C_π scad odată cu creșterea lui $|V_{CE}|$ (v. problema P 12.8).

Figura 12.14, *c* arată o altă formă de prezentare a datelor referitoare la f_T. Aici valoarea lui f_T trebuie dedusă din curbe utilizînd ecuația (12.18). Aceasta înseamnă nimic mai mult decît a schimba scara pe verticală: schimbăm unitățile pentru f_T (MHz) și înmulțim numerele cu 20. În acest fel, acest grafic arată aceeași variație generală a lui f_T cu tensiunea și curentul discutată deja.

[1]) În multe foi de catalog se omit semnele de modul pentru h_{fe} (*NA*).

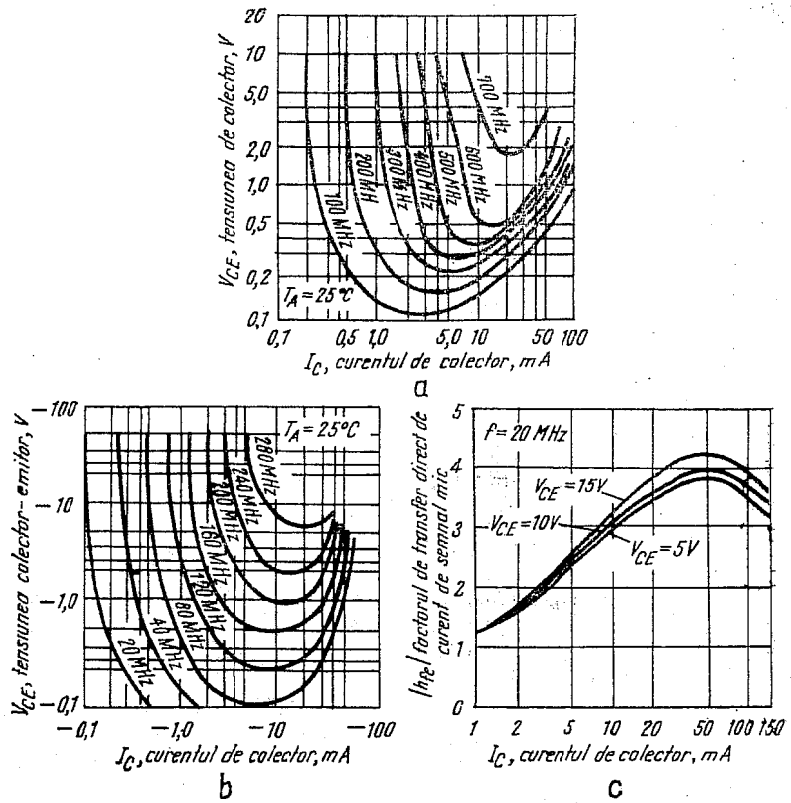


Fig. 12.14. Date despre variația lui f_T cu V_{CE} și I_C pentru trei tranzistoare cu siliciu:

a — contururi pentru f_T constant pentru un tranzistor *npn*, tip 2N3564; *b* — contururi pentru f_T constant pentru un tranzistor *pnp*, tip 2N3964; *c* — amplificarea de curent de semnal mic la 20 MHz, funcție de curentul de colector, pentru un tranzistor *npn*, tip 2N 1613.

12.3.6. Exemple de determinare a parametrilor π-hibrizi din foile de catalog

Presupunem că dorim să obținem parametrii π-hibrizi pentru tranzistorul cu siliciu de tip *npn*, 2N3564, în punctul de funcționare $I_C = 5$ mA și $V_{CE} = 5$ V. Cîteva date extrase din foaia de catalog a tranzistorului 2N3564 sînt prezentate în tabelul 12.8. În punctul de funcționare dorit de 5 mA, din ecuația (12.6), găsim:

$$g_m = \frac{q\,|I_C|}{kT} = \frac{|I_C|}{25}\ \text{mA},$$

adică

$$g_m = \frac{5}{25} = 0{,}2\ \text{S}.$$

Tabelul 12.8

Unele caracteristici electrice ale tranzistorului *npn* cu siliciu 2N 3564 la T=25°C

Simbolul	Caracteristicile	Valoarea minimă	Valoarea tipică	Valoarea maximă	Unitatea de măsurat	Condițiile de testare
h_{fe}	Amplificarea de curent la frecvență joasă (f = 1kHz)	20	80			I_C = 15 mA V_{CE} = 10V
$\|h_{fe}\|$	Amplificarea de curent la frecvență înaltă[1]) (f=100MHz)	4	7,5			I_C=15 mA V_{CE} = 10V
r'_b	Partea reală a lui h_{ie}(f = 350 MHz)		30		Ω	I_C = 15 mA V_{CE} = 10 V
C_{obo}	Capacitatea de ieșire în circuit deschis		2,5	3,5	pF	V_{CE} = 10V I_E = 0

[1]) În multe foi de date semnele de modul sînt omise (*NA*)

Din datele tabelului 12.8 privitoare la valorile lui h_{fe} pentru frecvență joasă aflăm că $\beta_0 = 80$ la $I_C = 15$ mA, și putem să presupunem că aceasta este valabil de asemenea și în punctul de funcționare de 5 mA dorit. Dacă e nevoie de o determinare mai precisă, foaia de catalog prezintă, deasemenea, pe h_{FE} în funcție de curent (fig. 12.13, *a*). Acest grafic arată o scădere de numai cîteva procente în β_0 între 15 și 5 mA. Deci, din ecuația (12.8) avem

$$r'_b = \frac{\beta_0}{0{,}2} = 400\ \Omega.$$

Tabelul 12.8 dă $C_{ob} = 2{,}5$ pF pentru $V_{CB} = 10$ V. Astfel, C_μ în punctul de funcționare este aproximativ egal cu 2,5 pF. C_μ poate fi acum adusă la valoarea corespunzătoare punctului de funcționare dorit ținînd cont că:

$$C_\mu \approx V_{CB}^{-1/3}$$

pentru dispozitivele de tip *npn* cu joncțiune gradată. Astfel, $C_\mu = 2{,}5\ (10/5)^{1/3} = 3{,}16$ pF în punctul $V_{CB} = 5\ \text{V} \approx V_{CE}$ (v. problema P12.9). Pentru acest tranzistor producătorul dă, de asemenea, în foaia de catalog, curba C_{ob} în funcție de tensiunea de polarizare (fig. 12.15); deci, informația necesară poate fi obținută de asemenea, direct din acest grafic (v. problema P12.10).

Pentru a găsi pe C_π, ținem cont mai întîi că pentru $I_C = 15$ mA și $V_{CE} = 10$ V, din tabelul 12.8 și ecuația (12.18)

$$f_T = 7{,}5 \cdot 100 = 750 \text{ MHz}.$$

Astfel din ecuația (12.17), din nou pentru $I_C = 15$ mA și $V_{CE} = 10$ V și utilizînd unitățile kiloohmi picofarazi și nanosecunde avem:

$$C_\pi = \frac{600}{0{,}75 \cdot 2\pi} - 2{,}5 = 126 \text{ pF}.$$

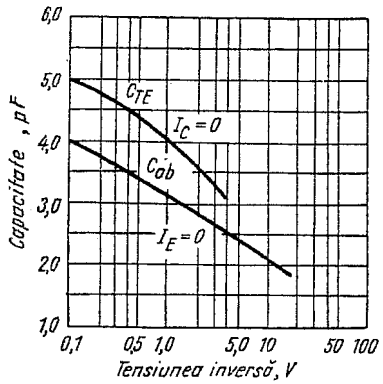


Fig. 12.15. Capacitatea de intrare și ieșire funcție de tensiunea inversă de polarizare pentru tranzistorul 2N3564 *npn* cu siliciu. C_{TE} este capacitatea stratului de sarcină spațială a joncțiunii emitorului, C_{je}.

Acum trebuie să aducem această valoare la cea corespunzătoare pentru punctul de funcționare dorit, $I_C = 5$ mA și $V_{CE} = 5$ V. Dacă presupunem că C_π este dominat de capacitatea de semnal mic de încărcare a bazei C_b,

$$C_\pi \approx C_b$$

atunci C_π variază liniar cu I_C. Astfel, pentru $I_C = 5$ mA și $V_{CE} = 10$V avem

$$C_\pi = 126 \frac{5}{15} = 42 \text{ pF}.$$

Pentru a o reduce la $V_{CE} = 5$ V, în loc de 10 V, avem nevoie să cunoaștem relația între W și V_{CE}. Neavînd această informație, presupunem că variația lui V_{CE} de la 10 la 5V nu mărește prea mult pe C_π. Deci $C_\pi \approx 42$ pF.

Cu cît se prezintă mai multă informație despre variația lui f_T cu tensiunea și curentul cu atît mai precisă poate fi făcută determinarea lui C_π. Pentru acest tranzistor producătorul include în foaia de catalog contururile lui f_T arătate în fig. 12.14, *a*. Din acest grafic găsim că pentru $I_C = 5$ mA și $V_{CE} = 5$ V:

$$f_T = 600 \text{ MHz}.$$

Deci, în punctul de funcționare dorit:

$$C_\pi = \frac{200}{2\pi.600} - 3{,}2 = 50 \text{ pF}.$$

Pentru acest tranzistor se dau date privitoare la partea reală a lui h_{ie} la frecvențe înalte. Dacă capacitatea capsulei poate fi ignorată, atunci din fig. 12.5 la frecvențe mai mari decît ω_B;

$$\text{Re } [h_{ie}] = r_x \tag{12.27}$$

(v. problema P12.5). Deci, din tabelul 12.8 la $I_C = 15$ mA și $V_{CE} = 10$ V,

$$r_x = 30 \ \Omega.$$

Este dificil de redus r_x cu precizie la o valoare corespunzătoare pentru punctul de funcționare dorit; astfel, în primă aproximație putem să considerăm foarte bine 30 Ω ca o valoare potrivită.

În unele foi de catalog de exemplu, pentru 2N1613 se dau parametrii y tipici în funcție de frecvență, așa cum se arată în fig. 12.16. În acest caz r_x poate fi obținut din y_{ie} utilizînd ecuația (12.23) (v. problema P12.11).

12.4. PARAMETRII DE SEMNAL MIC PENTRU TEC

Parametrii de semnal mic pentru TEC din circuitul echivalent arătat în fig. 12.17 pot fi obținuți din trei măsurători la terminalele dispozitivului:

— y_{fs}, admitanța de transfer direct în scurtcircuit în conexiunea cu sursa comună;

— C_{iss}, capacitatea de intrare în conexiunea cu sursa comună;

— C_{rss}, capacitatea de transfer invers în conexiunea cu sursa comună.

12.4.1. Măsurarea lui g_m

Din examinarea fig. 12.17 rezultă clar că admitanța de transfer direct în scurtcircuit este:

$$y_{fs} = \left.\frac{I_d}{V_{gs}}\right|_{V_{ds}=0} = g_m - sC_{gd}. \tag{12.28}$$

Deci, măsurarea lui y_{fs} pentru oricare frecvență joasă convenabilă ne va da g_m.

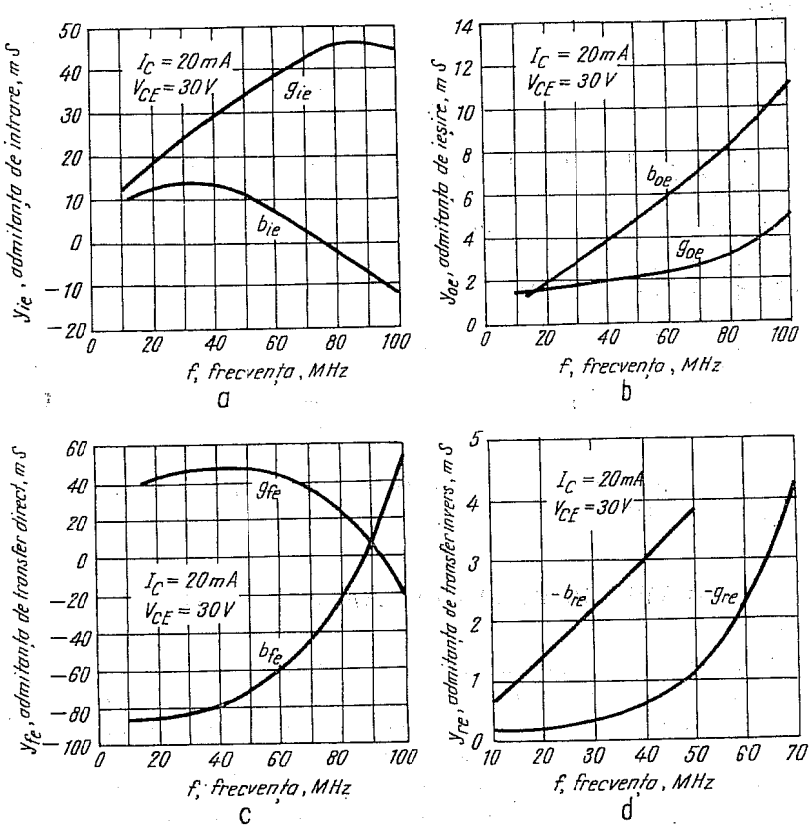


Fig. 12.16. Parametrii y tipici în conexiunea cu emitorul comun pentru tranzistorul 2N1613
g — partea reală, b — partea imaginară:
a — admitanța de intrare în funcție de frecvență — ieșirea în scurtcircuit; *b* — admitanța de ieșire în funcție de frecvență — intrarea în scurtcircuit; *c* — admitanța de transfer direct în funcție de frecvență — ieșirea în scurtcircuit; *d* — admitanța de transfer invers în funcție de frecvență — intrarea în scurtcircuit.

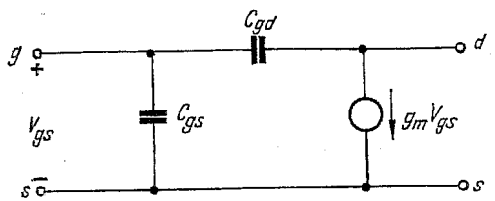


Fig. 12.17. Circuitul echivalent de semnal mic pentru TEC.

Parametrul g_m poate fi obținut, de asemenea, și din caracteristicile de ieșire ale TEC în punctul de funcționare:

$$g_m = \left.\frac{\Delta I_D}{\Delta V_{GS}}\right|_{\Delta V_{DS} = 0} \tag{12.29}$$

Variația lui g_m cu punctul de funcționare și cu temperatura poate fi dedusă pentru tranzistorul TECMOS din ecuația (11.8 *b*).
În regiunea activă:

$$g_m = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL}(V_{GS} - V_P). \tag{12.30}$$

Deoarece constantele sînt independente de tensiune și curent, observăm din ecuația (12.30) că g_m depinde liniar de tensiunea între poartă și sursă și este independentă de V_{DS}. Dependența cu temperatura lui g_m apare din mobilitatea purtătorilor majoritari. Deci, pentru un dispozitiv cu canal, n, ne așteptăm din tabelul 12.5 ca g_m să varieze ca $T^{-2,5}$.

Pentru tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiunea (TECJ) găsim din ecuațiile (11.11 *a*) și (10.5 *c*) că deasupra punctului de strangulare

$$g_m = G_o\left[1 - \left(\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^{1/2}\right], \tag{20.31 a}$$

unde

$$G_0 = \frac{2q\mu_c n_o h a}{L}. \tag{20.31 b}$$

Constanta G_0 este independentă de tensiune și curent, astfel că, g_m pentru TECJ este independent de V_{DS}, dar scade odată cu creșterea V_{GS} coborînd la zero pentru $V_{GS} = V_P$

12.4.2. Măsurarea lui C_{gd} și C_{gs}

Examinarea fig. 12.17 arată că admitanța de transfer invers în scurtcircuit va fi pur capacitivă și egală cu $-j\omega C_{gd}$. Deci:

$$C_{gd} = C_{rss}. \tag{12.32}$$

Din fig. 12.17 observăm, de asemenea, că admitanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit, adică y_{ie}, va fi pur capacitivă și egală cu $j\omega(C_{gd} + C_{gs})$. Deci

$$C_{iss} = C_{gd} + C_{gs}, \tag{12.33}$$

astfel că

$$C_{os} = C_{iss} - C_{gd}. \tag{12.34}$$

BIBLIOGRAFIE

[12.1] W. W. Gärtner, *Transistors*, Van Nostrand, Princeton N. J., 1960.
[12.2] R. B. Adler ş.a. *Introduction to Semiconductor Physics*, Wiley, New York, 1964.
[12.3] R. D. Thornton ş.a. *Characteristics and Limitations of Transistors*, Wiley, New York, 1966.
[12.4] B. D. Wedlock. *Direct Determination of the Pinch-off Voltage of a Depletion-Mode Field-Effect Transisto*, IEEE, Jan. 1969, p. 75.
[12.5] F. F. Kuo, *Network Analysis and Synthesis*, Wiley, New York, 1962.
[12.6] F. Weinert. *„Scattering Parameters Speed Desingn of High-Frequency Transistor Circuits.* În: Electronics, Sept. 5, 1966.

PROBLEME

P12.1. (v. pag. 454). Să se arate că z_i este legat de y_i prin ecuația;

$$z_i = \left(y_i - \frac{y_f y_r}{y_o} \right)^{-1}. \tag{12.35}$$

P12.2. Să se scrie două ecuații liniare care descriu rețeaua cuadripol din fig. 12.1 în care tensiunea de intrare și curentul de ieșire sînt variabile independente. Să se utilizeze aceste ecuații pentru a deduce definițiile pentru parametrii g similari în formă cu ecuațiile (12.5) (v. pag. 455).

P12.3. În unele cazuri, în particular la frecvență înaltă, este mai ușor de măsurat parametrii cuadripolului cînd rețeaua se termină pe o sarcină rezistivă de 50Ω. Parametrii rezultați se numesc parametri de dispersie[1]) sau parametri s. Să se lege acești parametri de parametrii y definiți în §12.1.

P12.4. Să se calculeze y_{ie} pentru circuitul π-hibrid din fig. 12.5; să se verifice apoi ecuația (12.22) pentru frecvențe mai mari ca ω_β (v. pag. 463).

P12.5. Calculați h_{ie} pentru circuitul π-hibrid din fig. 12.5. Să se găsească expresia de calcul pentru r_x din h_{ie} la frecvențe mai mari ca ω_b (v. pag. 463).

[1]) v. referințele [12.5] și [12.6]. (*NA*).

P12.6. Să se calculeze y_{ie} și h_{ie} pentru circuitul π-hibrid incluzînd și capacitanța capsulei, fig. 12.18. Să se găsească în fiecare caz o expresie pentru calculul lui r_x pentru frecvențe superioare lui ω_b (v. pag. 463).

P12.7. Imaginați un set de relații pentru găsirea parametrilor π-hibrizi direct din parametrii de dispersie obținuți în problema P12.3.

P12.8. Utilizînd fig. 12.14, *b*, să se traseze curbele reprezentînd f_T în funcție de I_C pentru $V_{CE} = -5$ V și f_T în funcție de V_{CE} pentru $I_C = -10$ mA. Suprapuneți peste aceste curbe o schiță a relațiilor funcționale corespunzătoare bazate pe ecuația (12.16) și tabelul 12.7. Să se comenteze asemănările și deosebirile (v. pag. 473).

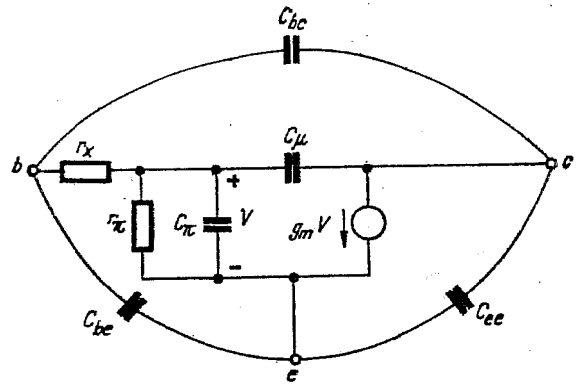


Fig. 12.18. Circuitul echivalent π-hibrid care include și capacitățile capsulei și de suprapunere.

P12.9. Pentru exemplul dat în §12.3.6 pag. 473, să se facă un calcul mai exact al lui C_μ luînd în considerație diferența între V_{CB} și V_{CE}. Să se compare cu valoarea 3,2 pF obținută în text.

P12.10. Ca o alternativă a procederii prezentate în text (§12.3.6.), să se găsească C_μ pentru $V_{CE} = 5$ V din graficul fig. 12.15. Să se compare cu valoarea de 3,2 pF obținută în text. Aceste răspunsuri diferă din cauza a două discrepanțe, una în datele originale, alta în analiza noastră de ordin unu. Să se identifice și să se explice fiecare discrepanță (v. pag. 474).

P12.11. Să se găsească r_x pentru 2N1613 la $I_C = 20$ mA, $V_{CE} = 30$ V, utilizînd datele parametrilor y în fig. 12.16 (v. pag. 476).

P12.12. Să se găsească, unde este posibil, valorile adecvate pentru parametrii π-hibrizi la $I_C = 5$ mA, $V_{CE} = 4$ V pentru un tranzistor, folosind numai datele prezentate în tabelul 12.9. Să se folosească valorile „tipice".

P12.13. Figurile 12.13, 12.14, 12.16 și 12.19 conțin mult mai multe date despre tranzistorul 2N1613 decît sînt prezentate în tabelul 12.9. Să se repete problema P12.12 utilizînd aceste figuri. Să se compare cu rezultatele obținute în problema 12.12 și să se explice orice discrepanță semnificativă.

P12.14. Admitanța de intrare în fig. 12.16 are o componentă inductivă pentru frecvențe care depășesc valoarea de cca 70 MHz. Să se explice acest lucru. Ce prezice modelul π-hibrid simplu? Este această prezicere valabilă la aceste frecvențe și pentru acest tranzistor? Să se explice.

P12.15. Utilizînd datele potrivite din fig. 12.13, 12.14 și 12.19, să se calculeze valorile parametrilor π-hibrizi pentru tranzistorul 2N3964 (*pnp*) la $I_C = -10$ mA și $V_{CE} = -10$ V.

Tabelul 12.9

Unele caracteristici electrice ale tranzistorului 2N1613 pentru $T=25°C$

Simbolul	Caracteristicile	Valoarea minimă	Valoarea tipică	Valoarea maximă	Unitatea de măsură	Condiții de testare
h_{FE}	Amplificarea în impuls de cc	35	80			$I_C = 10$ mA $V_{CE} = 10$ V
$\|h_{fe}\|$	Amplificarea de curent la frecvență înaltă	3	4			$I_C = 50$ mA $V_{CE} = 10$ V
C_{ob}	Capacitatea de ieșire		18	25	pF	$I_E = 0$ $V_{CB} = 10$V

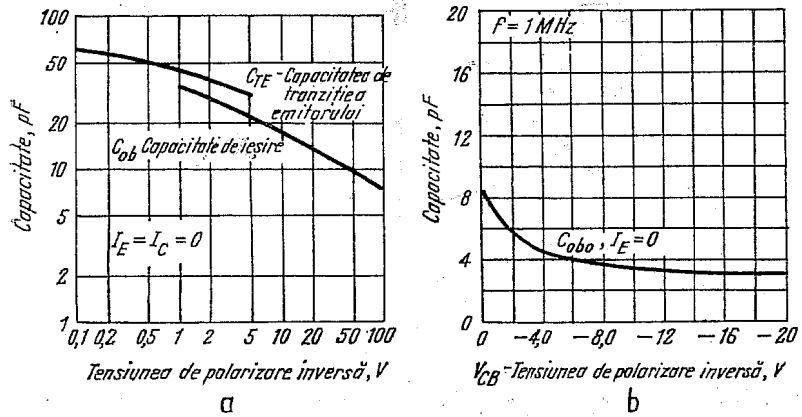


Fig. 12.19. C în funcție de V:
a – 2N1613; *b* – 2N3964.

P12.16. Pentru un TECMOS oarecare cu $V_P = 0$ avem la $V_{DS} = -15$ V și $V_{GS} = -10$ V:

$$y_{fs} = 4\,000 \text{ S}$$

$$C_{iss} = 11 \text{ pF}$$

$$C_{rss} = 1{,}6 \text{ pF}$$

a) Să se găsească circuitul echivalent de semnal mic al tranzistorului.
b) Să se găsească noile valori ale lui g_m și C_{gs} corespunzătoare unui punct de funcționare $V_{DS} = -30$ V și $V_{GS} = -20$ V.

CAPITOLUL 13

POLARIZAREA TRANZISTOARELOR CU EFECT DE CÎMP ŞI BIPOLARE

CAPITOLUL 13

POLARIZAREA TRANZISTOARELOR CU EFECT DE CÎMP ŞI BIPOLARE

13.1 **Factorii care intervin în alegerea punctului de funcţionare**
- 13.1.1. Regiunea de funcţionare permisă
- 13.1.2. Situarea şi controlul punctului de funcţionare

13.2 **Reţele de polarizare pentru tranzistoare cu efect de cîmp**
- 13.2.1. Reţea simplă de polarizare pentru un TEC-MOS cu canal indus
- 13.2.2. Circuit de polarizare mai stabil
- 13.2.3. Circuite de polarizare pentru un TEC cu canal iniţial

13.3 **Circuit de polarizare simplu pentru conexiunea cu emitorul comun**
- 13.2.1. Analiză
- 13.3.2. Exemplu

13.4 **Circuit de polarizare practic pentru conexiunea cu emitorul comun**
- 13.4.1. Analiză
- 13.4.2. Proiectare după manual
- 13.4.3. Exemplu

13.5 **Proiectarea detaliată a reţelei de polarizare**
- 13.5.1. Deducerea ecuaţiilor de proiectare
- 13.5.2. Exemplu
- 13.5.3. Proiectarea avînd în vedere o amplitudine specificată a semnalului de ieşire
- 13.5.4. Exemplu
- 13.5.5. Variaţia parametrilor datorită toleranţelor de fabricaţie

13.6 **Proiectarea polarizării pentru tranzistoare cu germaniu**
- 13.6.1. Deducerea ecuaţiilor de polarizare
- 13.6.2. Exemplu de proiectare după manual
- 13.6.3. Exemplu de proiectare detaliată a reţelei de polarizare pentru germaniu (pnp)

13.7 **Polarizarea altor configuraţii de circuit ale tranzistorului**
- 13.7.1. Baza comună
- 13.7.2. Drenă comună şi colector comun

13.8 **Demonstraţii experimentale la curs**
- 13.8.1. Alegerea punctului de funcţionare
- 13.8.2. Efectul temperaturii asupra polarizării tranzistorului

Probleme

13

Polarizarea tranzistoarelor cu efect de cîmp şi bipolare

În discuţiile de pînă acum asupra amplificatoarelor ne-am concentrat asupra calculelor tensiunilor şi curenţilor de semnal, deoarece aceste semnale sînt *raţiunea de a fi* a amplificatoarelor. Dar, pentru a obţine amplificarea semnalului, este necesar să *polarizăm* tranzistorul în regiunea activă. În acest capitol discutăm în detaliu cîteva aspecte mai importante ale reţelelor de polarizare în amplificatoare : cum să stabilim un punct de funcţionare dat şi cum să proiectăm o reţea care să menţină punctul de funcţionare dat în pofida schimbărilor parametrilor tranzistorului.

Reţelele de polarizare ale amplificatoarelor trebuie să fie proiectate cu grijă pentru a remedia două deficienţe ale tranzistoarelor. Mai întîi, aşa cum am văzut în cap. 12, parametrii de semnal mic ai tranzistorului variază semnificativ cu temperatura. În al doilea rînd, se constată împrăştieri apreciabile ale parametrilor unor tranzistoare presupuse identice, purtînd acelaşi număr de tip. De exemplu, la tranzistoarele bipolare, β_F şi I_{CO} pot, fiecare în parte, să aibă o împrăştiere în raport 5 :1 în interiorul unui lot de unităţi presupuse identice. În acest capitol vom prezenta metode de polarizare care împiedică aceste deficienţe ale tranzistoarelor să producă proasta funcţionare sau chiar defectarea circuitelor.

13.1. FACTORII CARE INTERVIN ÎN ALEGEREA PUNCTULUI DE FUNCŢIONARE

13.1.1. Regiunea de funcţionare permisă

Pentru un amplificator liniar, există o regiune determinată pe caracteristicile de ieşire ale tranzistorului în interiorul căreia trebuie situat punctul de funcţionare al tranzistorului. Această regiune, pe care o vom numi

regiunea de funcţionare permisă, este determinată de limitările de tensiune, curent şi putere ale tranzistorului şi de neliniarităţile mai grosiere ale caracteristicilor sale. Regiunea de funcţionare permisă pe caracteristicile de ieşire ale unui TEC-MOS au fost indicate prin haşurare în fig. 13.1. O mare porţiune din graniţa acestei regiuni este constituită de *curba de disipaţie maximă*, care separă funcţionarea sigură de cea nesigură, în funcţie de puterea medie pe care o disipă dispozitivul. Ecuaţia acestei curbe este $V_{DS} I_D = P_C$, care, desemnată pe caracteristicile de ieşire, este o hiperbolă. Stabilirea disipaţiei nominale se bazează pe necesitatea de a menţine TEC-MOS sub temperatura la care fiabilitatea şi performanţele tranzistorului sînt vătămate datorită unor schimbări permanente în proprietăţile semiconductorului, sau unei defectări a conexiunilor sudate. Această temperatură este cuprinsă între 85 şi 105°C pentru germaniu şi este de ordinul a 200°C pentru siliciu. Se va nota că disipaţia nominală este o putere nominală *medie*. Uneori, printr-o proiectare îngrijită, este posibil să se admită ca pentru perioade scurte de timp puterea de vîrf să depăşească această putere medie nominală, dar numai în măsura în care temperaturile interne de vîrf nu sînt excesive. În asemenea situaţii trebuie efectuată o determinare specială a puterii nominale adecuate (în cazurile în care producătorul nu a furnizat el însuşi informaţia necesară).

Regiunea de funcţionare permisă este de asemenea mărginită în parte de limitarea în tensiune, care apare în fig. 13.1 ca o linie verticală. Se specifică o valoare maximă a lui V_{DS} pentru a asigura funcţionarea TEC sub

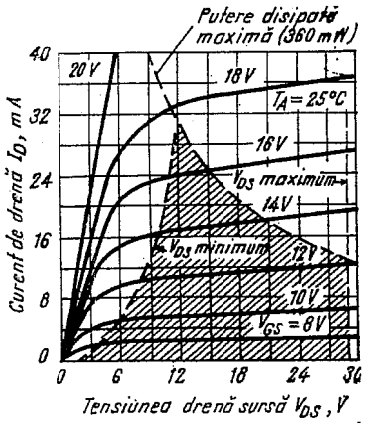


Fig. 13.1. Caracteristicile de ieşire ale TEC, cu sursa comună, pe care se arată regiunea de funcţionare permisă (prin haşnrare).

tensiunea de străpungere (în acest caz străpungerea între sursă şi drenă). Limitarea impusă de alte tensiuni de străpungere, de exemplu, între poartă şi drenă, poate fi şi ea figurată ca un contur pe caracteristicile de ieşire.

Restul graniţei regiunii de funcţionare permise coincide cu graniţa regiunii de saturaţie, adică este regiunea în interiorul căreia caracteristicile de ieşire sînt drepte şi paralele. Pentru acest TEC-MOS cu canal *n*, graniţa de tensiune minimă, este prin urmare determinată de condiţia ca :

$$V_{DS} > V_{GS} - V_P.$$

Curentul de drenă minim este $I_D = 0$.

O regiune de funcţionare permisă asemănătoare poate fi găsită pe caracteristicile de ieşire ale unui tranzistor bipolar. O familie de caracteristici tipice pentru un tranzistor *pnp* cu germaniu în conexiunea cu emitorul comun este arătată în fig. 13.2. Din nou, o parte a graniţei regiunii de funcţionare permise este constituită de hiperbola de putere disiptată maximă $V_{CE} I_C = P_C$. Pentru dispozitivele bipolare, cea mai mare parte a puterii este disipată la joncţiunea colectorului ; de aceea puterea disipată nominală este aleasă astfel încît să menţină joncţiunea colectorului sub temperatura critică de cca 85°C pentru germaniu şi cca 200°C pentru siliciu.

Graniţele impuse regiunii de funcţionare permise de către tensiunile şi curenţii maximi nominali apar în fig. 13.2 ca linii verticale respectiv orizontale. Este de obicei specificată o valoare maximă a lui V_{CE} pentru a asigura funcţionarea tranzistorului bipolar sub *tensiunea de susţinere*, adică tensiunea la care curentul de colector devine mare, independent de valoarea curentului de bază aplicat (vezi § 7.5.2). Pe de altă parte, specificaţia de valoare maximă a lui I_C este adesea nu o limită absolută, în sensul că tranzistorul va fi distrus în cazul depăşirii ei, ci este o cale convenabilă pentru producător de a limita regiunea în interiorul căreia el poate satisface celelalte specificaţii ale tranzistorului.

Restul graniţei regiunii de funcţionare permise coincide cu graniţa regiunii active normale. Adică pentru caracteristicile de tranzistor ilustrate în figură, tensiunea de colector trebuie să fie întotdeauna mai negativă decît circa 0,5 V pentru ca tranzistorul să nu fie saturat. De asemenea curentul de colector trebuie să fie suficient de negativ pentru a menţine tranzistorul în afara regiunii de tăiere, sau, cu alte cuvinte, pentru a asigura ca dioda emitor să rămînă polarizată în sens direct.

Pentru tranzistorul concret reprezentat în fig. 13.2, tensiunea de intrare maximă nominală (adică tensiunea inversă admisă pe dioda emitor), este $V_{EB} = -25$ V. Este clar că specificarea tensiunii de intrare maxime nominale nu restrînge alegerea punctului de funcţionare pentru un amplificator liniar funcţionînd cu joncţiunea emitor polarizată în sens direct. Dar, pentru alte aplicaţii de circuit, în special pentru circuitele de impulsuri, specificaţiile privind intrarea pot fi de importanţă foarte mare.

13.1.2. Situarea şi controlul punctului de funcţionare

Am definit în fig. 13.1 şi 13.2 regiunea de funcţionare permisă pentru un amplificator liniar cu tranzistor. Punctul de funcţionare trebuie să fie situat undeva în interiorul regiunii haşurate. Întrebările care urmează

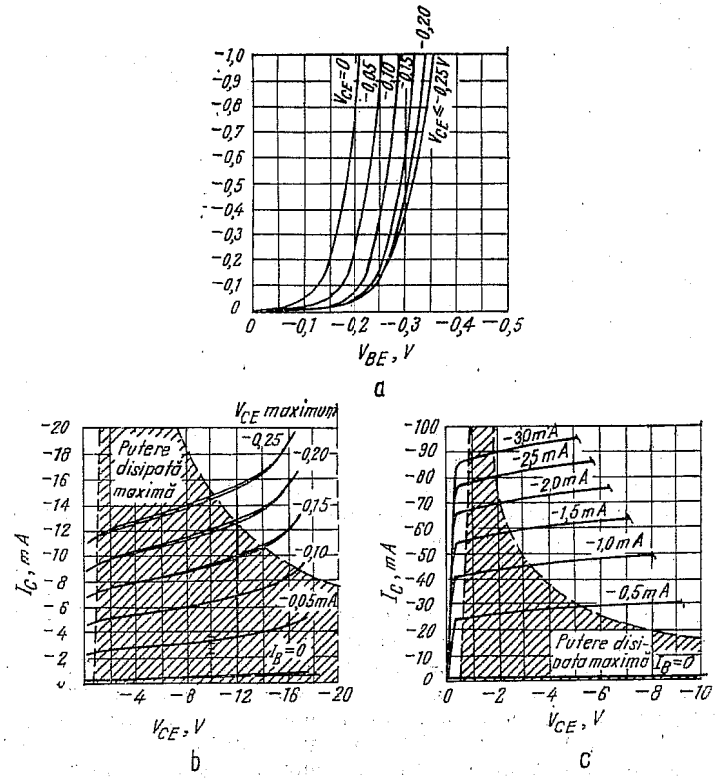


Fig. 13.2. Caracteristicile cu emitorul comun :
a — caracteristici de intrare; *b* şi *c* — caracteristicile de ieşire desenate la două scări diferite. Regiunea de funcţionare permisă este indicată prin haşurare.

sînt : unde exact în interiorul regiunii haşurate situăm punctul de funcţionare şi cît de precis trebuie să îl menţinem ? Pentru a răspunde la aceste întrebări vom lua în considerare trei raţiuni importante pentru a menţine stabil punctul de funcţionare : menţinerea unei funcţionări liniare, controlul puterii disipate şi controlul parametrilor de semnal mic.

Menţinerea unei funcţionări liniare. Într-un amplificator cu tranzistor care trebuie să furnizeze semnale de amplitudine mare la ieşire (de exemplu o tensiune de ieşire cu o amplitudine de cîţiva volţi) un considerent important în proiectare este alegerea şi controlul punctului de funcţionare pentru a menţine o funcţionare liniară. În circuitele bipolare trebuie să împiedicăm ca amplificatorul să distorsioneze la vreo temperatură ca rezultat al saturării diodei colector sau polarizării inverse a diodei emitor la vîrfurile oscilaţiilor de tensiune. Aceste probleme sînt ilustrate în fig. 13.3.

În fig. 13.3, *a* curentul de polarizare de c.c. este prea mare, astfel încît tranzistorul este adus în saturaţie într-o porţiune a fiecărui ciclu a undei de la intrare. În fig. 13.3, *b*, curentul de polarizare este prea mic, astfel

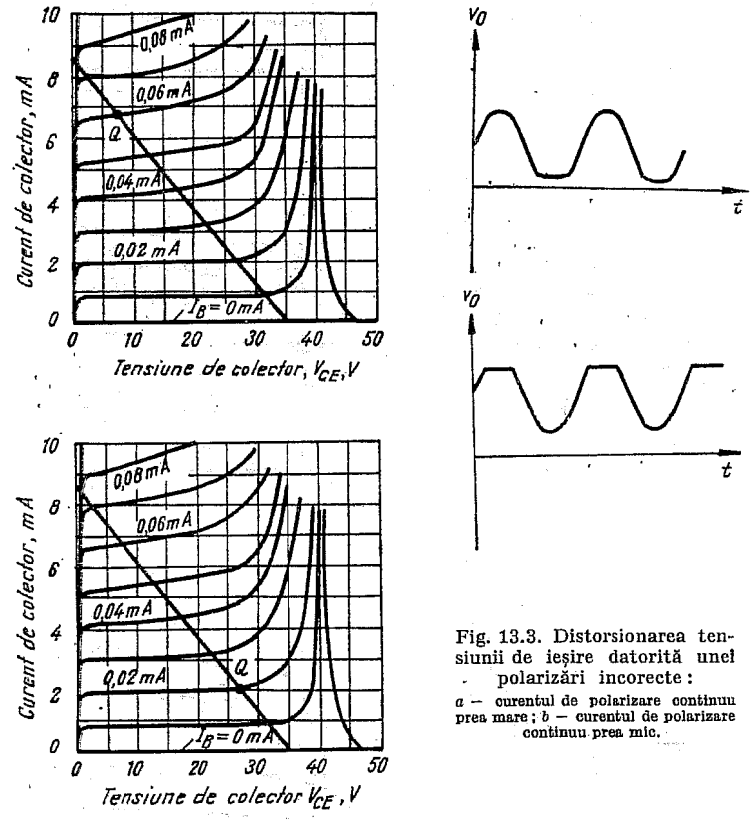
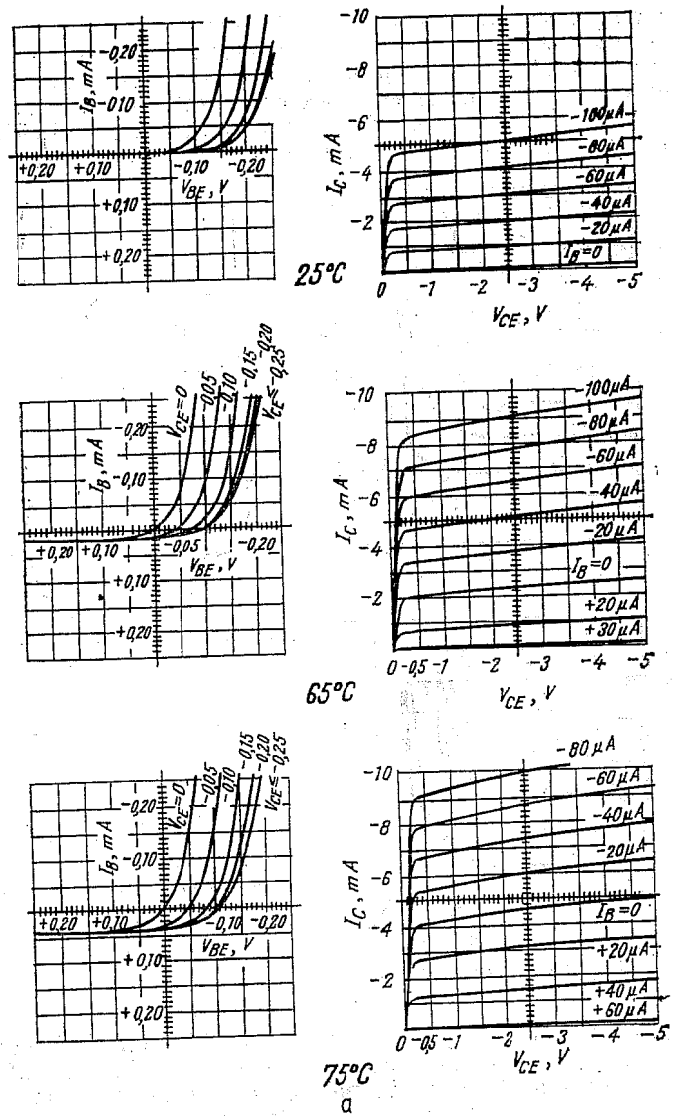


Fig. 13.3. Distorsionarea tensiunii de ieşire datorită unei polarizări incorecte :
a — curentul de polarizare continuu prea mare ; *b* — curentul de polarizare continuu prea mic.

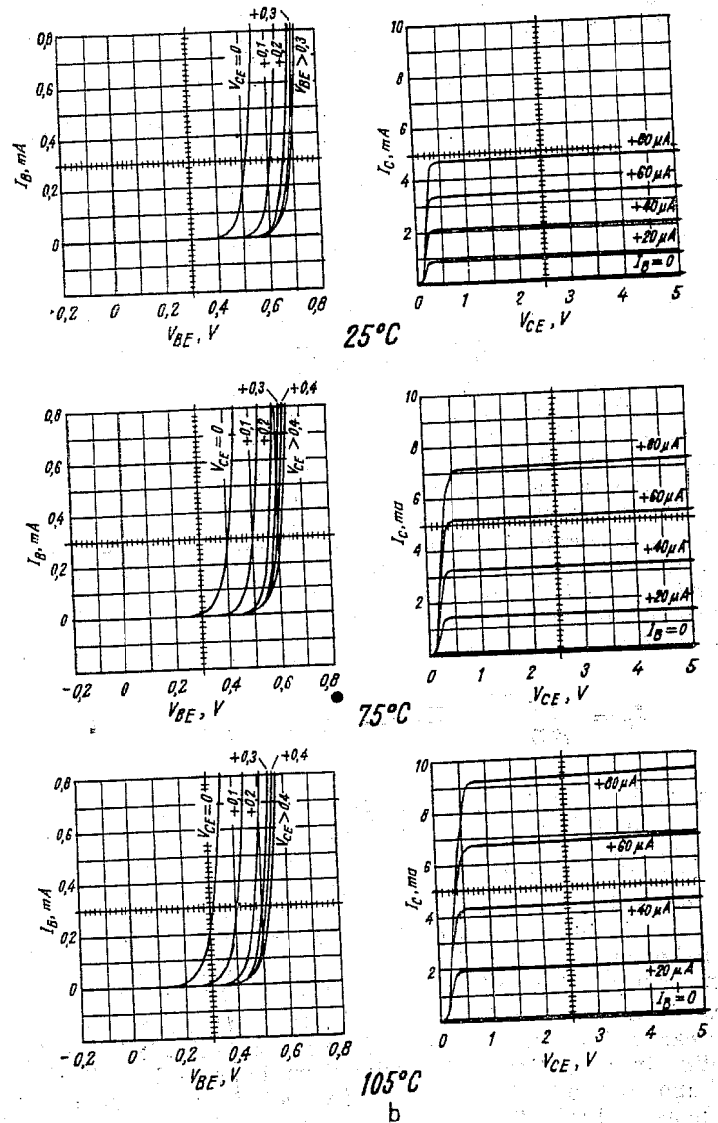
încît tranzistorul este adus periodic în stare de blocare. (O demonstraţie experimentală la curs care ilustrează aceste efecte este dată în § 13.8.1).

Pentru a determina condiţia de polarizare care menţine funcţionarea liniară vom examina variaţia caracteristicilor de curent continuu ale tranzistorului în funcţie de temperatură. Pentru un tranzistor bipolar cu germaniu (fig. 13.4, *a*) efectul dominant al temperaturii asupra caracteristicilor de



a

Fig. 13.4. Caracteristicile cu emitorul comun ale unui tranzistor *pnp* cu germaniu, aliat, măsurate la 25°, 65°, și 75°C (*a*).



b

Fig. 13.4. Caracteristicile cu colectorul comun ale unui tranzistor *npn* cu siliciu, măsurate la 25°, 75°, și 105° C *(b)*.

ieşire este o deplasare în sus provocată de o creştere importantă a lui I_{CO}. Dar, aşa cum se poate vedea din figură, graniţele între regiunea de funcţionare normală şi regiunile de saturaţie şi de blocare nu se modifică semnificativ cu temperatura. Deci, cu toate că se produce o modificare importantă a caracteristicilor, calea corectă pentru a păstra o funcţionare liniară este de a menţine punctul de funcţionare la aproximativ aceleaşi valori ale lui I_C şi V_{CE}. Se va nota că dacă facem aceasta, I_B va trebui să se modifice mult cu temperatura şi, în fapt, va trebui eventual să-şi inverseze polaritatea.

Pentru tranzistoarele bipolare cu siliciu, la care efectul dominant al temperaturii asupra caracteristicilor de ieşire este creşterea lui β_F la creşterea temperaturii, graniţele regiunii normale se schimbă de asemenea numai foarte puţin (v. fig. 13.4, *b*). Prin urmare, este iarăşi cel mai bine să se menţină aproximativ constante valorile lui I_C şi V_{CE}.

Pentru a preveni apariţia unor neliniarităţi importante într-un amplificator cu TEC la oscilaţii mari ale tensiunii de ieşire, trebuie să menţinem punctul de polarizare astfel încît, independent de temperatură, oscilaţia tensiunii de ieşire să se poată produce fără a forţa trecerea lui i_D prin zero sau a lui V_{DS} la valori inferioare lui $V_{GS} - V_P$. Cu alte cuvinte punctul de funcţionare instantaneu nu trebuie să atingă sau să întretaie cele două graniţe inferioare reprezentate în fig. 13.1.

Modificările caracteristicilor statice ale unui tranzistor MOS cu temperatura sînt reprezentate în fig. 13.5. Efectul de temperatură dominant este o *scădere* a lui I_D la creşterea temperaturii pentru o valoare dată a lui V_{GS}. Această comportare determinată experimental este în acord cu teoria dezvoltată în cap. 9, în special cu ecuaţia (9.31 *b*) :

$$I_D = \frac{h\mu_e \varepsilon}{WL} \frac{(V_{GS} - V_P)^2}{2} \quad \text{pentru } V_{DS} > V_{GS} - V_P \qquad (13.1)$$

Parametrul dependent în mod dominant de temperatură în această ecuaţie este mobilitatea μ_e, şi din tabelul 12.5, μ_e în siliciu variază ca $T^{-2,5}$. Astfel, ecuaţia (13.1) prevede o scădere a lui I_D la creşterea temperaturii, ceea ce este în acord cu datele experimentale din fig. 13.5.

Examinarea fig. 13.5 arată că, dacă amplitudinea necesară a tensiunii de ieşire poate fi obţinută satisfăcător la temperatura maximă de funcţionare, atunci o amplitudine satisfăcătoare la temperaturi mici este asigurată dacă menţinem punctul de funcţionare aproximativ fix în planul $I_D - V_{DS}$.

Controlul parametrilor de semnal mic. În amplificatoarele cu tranzistoare, în care neliniaritatea nu este o problemă (adică la ieşire sînt necesare amplitudini de ordinul milivolţilor şi nu de ordinul volţilor), un considerent important în proiectarea reţelei de polarizare este controlul parametrilor de semnal mic. Pentru tranzistoarele bipolare aceasta este o problemă complicată deoarece, după cum am văzut în cap. 12, parametrii

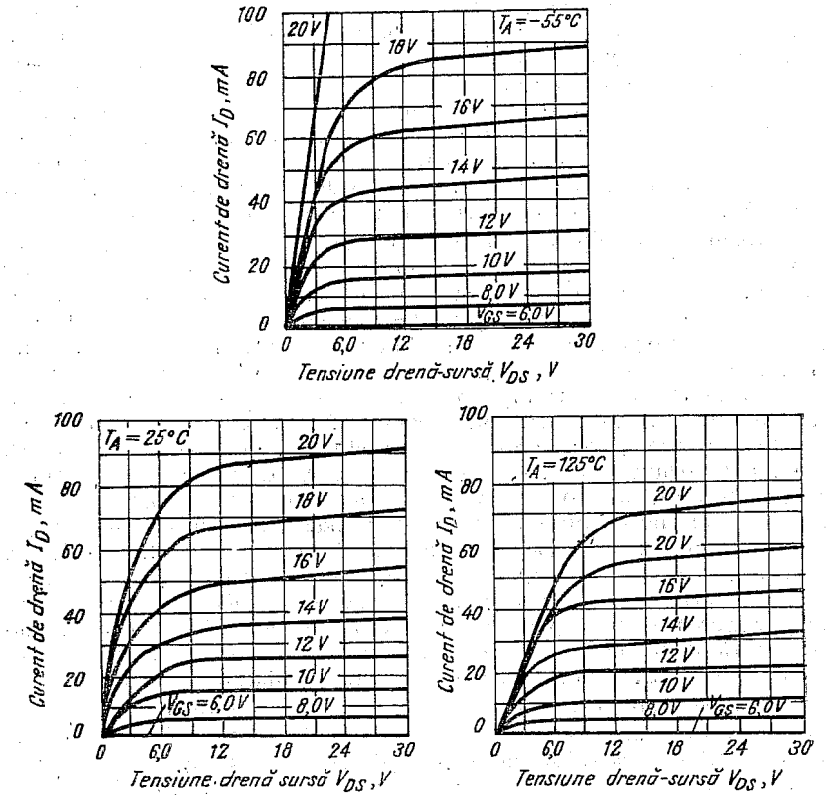


Fig. 13.5. Caracteristicile de ieşire ale unui TEC-MOS cu canal *n* la trei temperaturi.

π-hibrid depind în mod complex de tensiunea de colector, de curentul de colector şi de temperatura joncţiunilor. Deşi este posibil să se menţină destul de constant un singur parametru în funcţie de temperatură (v. problema P 13.1) se poate produce în acelaşi timp o variaţie destul de mare a vreunui alt parametru. Prin urmare, în afară de unele situaţii speciale de proiectare, şi acum putem încerca din nou să menţinem I_C şi V_{CE} aproximativ constanţi cînd temperatura variază. Pe această cale evităm cel puţin problema variaţiei parametrilor de semnal mic cu tensiunea şi cu curentul, dacă nu şi cu temperatura. O concluzie similară poate fi obţinută şi pentru dispozitivele MOS.

Controlul disipaţiei tranzistorului. Este clar din § 13.1.1 că, independent de oscilaţia de la ieşire, trebuie să controlăm polarizarea tranzistorului în aşa fel încît să menţinem disipaţia medie a dispozitivului sub valoarea sa admisibilă sau, referindu-ne la caracteristicile statice de ieşire, să menţinem punctul de funcţionare sub curba de putere disipată maximă. În multe proiectări de amplificatoare, dreapta de sarcină de curent continuu va intersecta curba de putere disipată maximă şi, în cazul unei proiectări incorecte a polarizării, este pe deplin posibil ca punctul de funcţionare să se deplaseze cu temperatura astfel încît tranzistorul să se ardă.

În dispozitivele bipolare, această problemă este agravată de un efect denumit *ambalarea termică*, care poate fi explicat după cum urmează. Joncţiunea colector-bază a tranzistorului, pe care se produce practic întreaga disipaţie, este în mod evident în contact termic imperfect cu capsula tranzistorului şi cu atît mai mult cu mediul ambiant. Există deci o anumită *rezistenţă termică* între joncţiune şi capsulă şi între capsulă şi mediul ambiant. Prin urmare, puterea disipată în tranzistor va încălzi joncţiunea la o temperatură considerabil mai înaltă decît cea ambiantă. Creşterea internă de temperatură va produce o schimbare în caracteristicile tranzistorului aşa cum s-a arătat în fig. 13.4. În condiţii de polarizare defavorabile, această schimbare în caracteristicile tranzistorului produce o creştere importantă a curentului de polarizare, deci o nouă creştere a puterii disipate şi a temperaturii interne. Acest lanţ ciclic de evenimente, care produce o creştere rapidă a temperaturii tranzistorului şi duce de obicei la distrugerea tranzistorului, se numeşte *ambalarea termică*. Este clar că puterea disipată poate fi controlată, deci ambalarea termică poate fi prevenită, dacă circuitul de polarizare este proiectat astfel încît să menţină punctul de funcţionare aproximativ fix în planul $I_C - V_{CE}$.

Proiectarea reţelei de polarizare este în plus complicată de faptul că disipaţia admisibilă a dispozitivului este ea însăşi o funcţie de temperatura ambiantă. Să ne reamintim că puterea disipată nominală a dispozitivului se bazează pe temperatura maximă a materialului semiconductor, adică cca 85°C pentru germaniu şi cca 200°C pentru siliciu. Din cauza rezistenţei termice între semiconductor şi capsula tranzistorului disipaţia admisibilă trebuie să scadă liniar spre zero cînd temperatura ambiantă se apropie de temperatura maximă a semiconductorului, aşa cum se arată în fig. 13.6.

În proiectele de polarizare în care disipaţia internă este factorul limitativ, sîntem prin urmare obligaţi să proiectăm pentru cazul cel mai defavorabil, adoptînd în funcţionare o disipaţie sub cea corespunzătoare temperaturii *maxime* anticipate.

Ajungem la concluzia că din toate trei motivele — menţinerea funcţionării liniare, controlul puterii disipate şi controlul parametrilor de semnal mic — adesea lucrul cel mai bun pe care îl putem face este să încercăm să menţinem aproximativ fix punctul de funcţionare în planul caracteristicilor de ieşire. Trebuie să fie clar că această concluzie, deşi este obţinută luînd în considerare problema variaţiei parametrilor cu temperatura, se aplică şi variaţiei parametrilor din oricare altă cauză. De exemplu, cînd oricare din tranzistoarele lotului de tranzistoare bipolare avînd acelaşi număr de tip dar valori diferite ale lui β_F trebuie să poată fi folosit în circuit, putem de asemenea asigura o funcţionare satisfăcătoare încercînd să menţionăm I_C şi V_{CE} aproximativ constanţi.

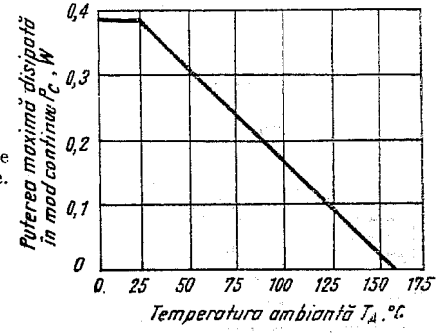


Fig. 13.6. Curba de reducere a puterii disipate admisibile la scăderea temperaturii ambiante.

13.2. REŢELE DE POLARIZARE PENTRU TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP

Polarizarea unui singur etaj cu tranzistor cu efect de cîmp este o problemă relativ simplă din două motive. Mai întîi caracteristicile de curent continuu ale dispozitivului nu depind atît de mult de temperatură cum depind cele ale dispozitivelor bipolare (să se compare fig. 13.5 cu fig. 13.4, *b*) şi în al doilea rînd circuitul de intrare al dispozitivului practic nu absoarbe curent continuu.

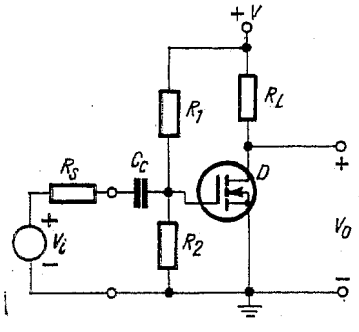
13.2.1. Reţea simplă de polarizare pentru un TEC-MOS cu canal indus

Este clar din caracteristicile de ieşire ale unui TEC-MOS (fig. 13.5) că pentru funcţionarea liniară a unui dispozitiv cu canal *n* indus este necesar ca atît V_{GS} cît şi V_{DS} să fie pozitivi. Prin urmare, atît tensiunea de drenă de c.c. cît şi tensiunea de poartă de c.c. pot fi obţinute din aceeaşi sursă de alimentare, aşa cum se arată din fig. 13.7, *a*. Deoarece poarta practic nu absoarbe c.c. (I_G este de ordinul 10^{-12}A), proiectarea reţelei de polarizare este simplă. Alegem R_1 şi R_2 astfel încît să obţinem V_{GS} dorit, folosind relaţia:

$$V_{GS} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V. \qquad (13.2)$$

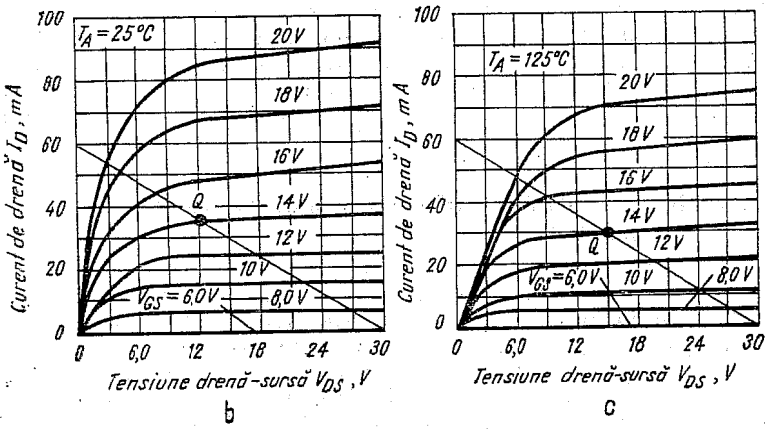
Pentru a evita modificarea punctului de polarizare, semnalul de intrare se aplică printr-un condensator de cuplaj C_C, aşa cum se arată în fig. 13.7, *a*. Calculele care se referă la C_C vor fi reluate în cap. 14.

Circuitul de polarizare simplu arătat în fig. 13.7, *a* are un inconvenient. Deoarece V_{GS} este fix, punctul de funcţionare se va modifica cu temperatura. Pentru a ilustra aceasta, să presupunem că R_L în fig. 13.7, *a* este de



a

Fig. 13.7. Polarizarea unui TEC-MOS cu canal *n*: *a* – circuit de polarizare simplu (pentru un TEC cu canal *n* indus; *b* şi *c* – caracteristici de ieşire la două temperaturi, cu drepte sarcină.



500 Ω şi V_{CC} este de 30 V. O valoare raţională pentru V_{GS} ar putea fi de 14 V, deoarece punctul de funcţionare rezultant va permite o amplitudine rezonabilă a oscilaţiei tensiunii de ieşire atît la 125° şi cît la 25°C, aşa cum se poate vedea din caracteristicile de ieşire prezentate în fig. 13.7, *b* şi *c*. Este

clar din aceste caracteristici că punctul de funcţionare nu este independent de temperatură. Astfel, construirea dreptei de sarcină permite să determinăm un curent de repus I_D de 36 mA la 25°C şi de 30 mA la 125°C.

13.2.2. Circuit de polarizare mai stabil

Dacă variaţia cu 20% a curentului de drenă de repaus obţinută mai sus nu poate fi tolerată în anumite aplicaţii de circuit, o modificare simplă a reţelei de polarizare permite să se îmbunătăţească stabilitatea polarizării: se poate adăuga o rezistenţă R în serie cu conexiunea de sursă, aşa cum se arată în fig. 13.8. Acum V_{GS} este în parte dependent de curentul de drenă:

$$V_{GS} = V\left(\frac{R_2}{R_1 + R_2}\right) - I_D R. \tag{13.3}$$

Datorită relaţiei pătratice între V_{GS} şi I_D (v. ecuaţia 13.1) tratarea analitică a comparaţiei stabilităţilor relative ale polarizării în fig. 13.7, *a* şi 13.8 este anostă. De aceea ne vom baza pe o discuţie argumentată, bazată pe un exemplu numeric.

Să presupunem că în fig. 13.8 curentul de drenă tinde să scadă (de exemplu, deoarece creşte temperatura ambiantă). Vedem din ecuaţia

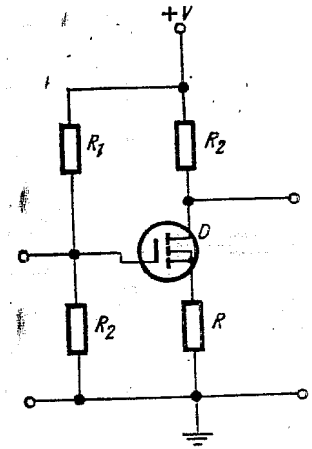


Fig. 13.8. Circuit de polarizare pentru TEC-MOS, cu stabilitate îmbunătăţită.

(13.3) că datorită prezenţei rezistenţei R în circuit, V_{GS} va tinde să crească. Vedem din caracteristicile de ieşire ale TEC-MOS (fig. 13.7, *a*) că această creştere a lui V_{GS} va tinde *să mărească* pe I_D, prin aceasta contracarînd în

parte modificarea caracteristicilor [1]. Să ilustrăm acest proces printr-un exemplu numeric.

Să presupunem că folosim același tranzistor ca în § 13.2.1, cu deosebirea că aici alegem $R_L = R = 250\ \Omega$ și $V = 30$ V. Caracteristica de sarcină în acest caz are o pantă de $-1/(R_L + R)$, deoarece R_L și R apar în serie în bucla de ieșire. Polarizăm din nou la $I_D = 36$ mA la 25°C, alegînd V_{GS} egal cu 14 V. Prin urmare, din ecuația 13.3 (unitățile sînt V, mA și kΩ):

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{V_{GS} + I_D R}{V} = \frac{14 + 36 \times 0{,}25}{30} = 0{,}77. \qquad (13.4)$$

La 125°C, V_{GS} nu va mai fi 14 V, datorită modificării lui I_D. O soluție prin aproximații succesive implicînd caracteristicile de ieșire la 125°C (fig. 13.7, *b*) și ecuația pentru V_{GS}:

$$V_{GS} = 30 \times 0{,}77 - 0{,}25\ I_D$$

indică că la 125°C, curentul de drenă este de 34 mA. Prin urmare, curentul de repaus I_D se modifică cu numai 6% în acest circuit — care este mai stabil cu un factor de 3, față de circuitul care nu are o rezistență în conexiunea de sursă. Trebuie să se înțeleagă din ecuația (13.3) că o creștere a lui R produce o îmbunătățire în continuare a stabilității polarizării. Totuși, această îmbunătățire se obține cu un anumit preț: se pierde o putere substanțială în rezistorii R_1, R_2 și R, și amplitudinea maximă a oscilației tensiunii de ieșire este redusă substanțial (la o tensiune de alimentare dată).

Deoarece noi totuși dorim să utilizăm TEC ca amplificator în conexiunea cu sursa comună, rezostorul R trebuie să fie decuplat cu un condensator C, așa cum se arată în fig. 13.9. Acest condensator se alege astfel

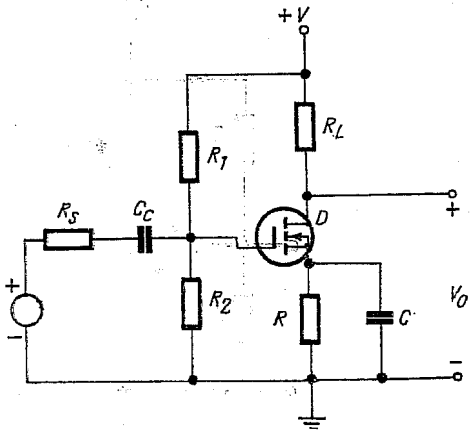


Fig. 13.9. Etaj amplificator cu TEC cu condensatoarele de cuplaj și decuplare.

încît să asigure o impedanță mică la frecvențele de semnal care ne interesează, astfel încît pentru calculele de semnal mic borna sursă a TEC-ului

[1] Aceasta este o ilustrare al principiului general a stabilizării prin *reacție negativă*, problemă care va fi tratată pe larg în cap. 18.

să fie la masă. Proiectarea rețelelor de cuplaj și decuplare va fi tratată în cap. 14.

13.2.3. Circuite de polarizare pentru un TEC cu canal inițial

Pentru un TEC cu canal inițial vor fi necesare polarități opuse pentru V_{GS} și V_{DS}. Prin urmare, schema de polarizare simplă pe care am utilizat-o pentru TEC-MOS cu canal indus cere două surse de alimentare separate. Din această cauză vom alege de la început rețeaua de polarizare cu un rezistor în serie cu conexiunea sursei (fig. 13.10), deoarece acest circuit cere o singură sursă de alimentare de c.c.

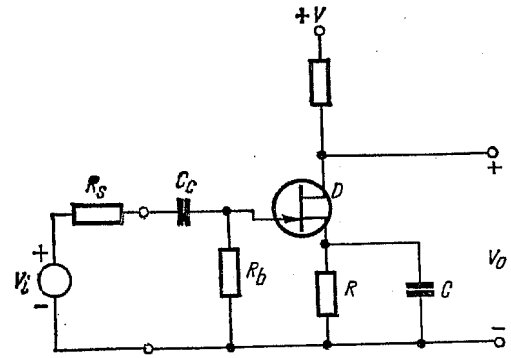


Fig. 13.10. Rețea de polarizare pentru un TEC-J (TEC cu poartă-joncțiune cu canal *n*), sau pentru un TEC-MOS cu canal inițial. Simbolul de tranzistor figurat este simbolul standard pentru un TEC-J.

Pentru TEC-J cu canal *n* arătat în figură, V_{GS} trebuie să fie negativ. Realizăm aceasta luînd V_S pozitiv față de masă cu mărimea:

$$V_D = I_D R. \qquad (13.5)$$

Deoarece poarta absoarbe un curent neglijabil, V_G este aproximativ zero, independent de valoarea lui R_b; prin urmare:

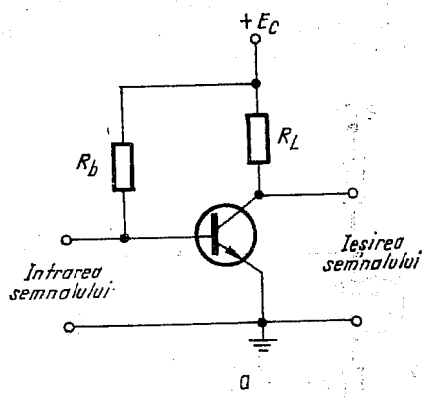
$$V_{GS} = -I_D R. \qquad (13.6)$$

Această ecuație poate fi folosită pentru a determina pe R, dacă se cunoaște punctul de funcționare dorit.

13.3. CIRCUIT DE POLARIZARE SIMPLU PENTRU CONEXIUNEA CU EMITORUL COMUN

13.3.1. Analiză

Metoda cea mai evidentă pentru polarizarea unui amplificator cu emitor comun cu siliciu este de a folosi un rezistor de polarizare R_b (fig. 13.11,*a*) care să furnizeze curentul continuu necesar la baza tranzistorului. Semnalul poate fi atunci aplicat la borna de intrare printr-un condensator de cuplaj adecuat, aşa cum vom vedea în cap. 14. Pentru a determina relaţiile de



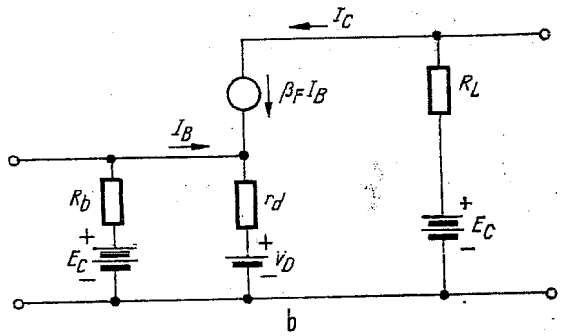


Fig. 13.11. Circuit de polarizare simplu pentru un tranzistor bipolar:
a – etaj amplificator folosind un tranzistor cu siliciu; *b* – circuit echivalent pentru variaţii totale (numai în regiunea activă).

proiectare corespunzătoare, vom înlocui tranzistorul funcţionînd în regiunea activă, prin circuitul echivalent pentru variaţii totale din fig. 7.10,*b*. Dependenţa de temperatură la tranzistoarele cu siliciu se manifestă în doi parametrii: β_F (vezi, de exemplu fig. 13.4,*b* sau fig. 12.12) şi V_D. Ecuaţia de proiectare poate fi găsită scriind ecuaţia tensiunilor pe bucla de intrare, şi reamintindu-ne că atît I_B cît şi $\beta_F I_B$ trec prin rezistenţa r_d:

$$E_C - V_D = I_B [R_b + (\beta_F + 1) r_d]. \tag{13.7}$$

Folosind relaţia

$$I_C = \beta_F I_B \tag{13.8}$$

putem scrie ecuaţia (13.7) în două forme utile. Pentru *analiza* circuitelor de polarizare, vrem să cunoaştem I_C în funcţie de β_F:

$$I_C = \frac{\beta_F (E_C - V_D)}{R_b + (\beta_F + 1) r_d}. \tag{13.9}$$

Pentru *proiectarea* reţelelor de polarizare vrem să găsim valoarea lui R_b necesară pentru a obţine un anumit curent de colector:

$$R_b = \frac{\beta_F (E_C - V_D)}{I_C} - (\beta_F + 1) r_d. \tag{13.10}$$

Ecuaţia (13.10) scoate în evidenţă un invconvenient serios al acestui circuit de polarizare: lasă foarte puţină libertate în proiectare pentru a îmbunătăţi performanţele. Valorile lui E_C, I_C şi R_L sînt de obicei determinate pe baza proprietăţilor de semnal mic dorite pentru amplificator: amplificare, amplitudine la ieşire, lărgimea de bandă ş.a.m.d. Dacă acestea sînt de fapt impuse, atunci valoarea lui R_b este determinată, şi nu mai există posibilitatea de a ajusta parametrii reţelei de polarizare pentru a îmbunătăţi stabilitatea polarizării. Într-un cuvînt, iei ceea ce ţi se dă.

13.3.2. Exemplu

Pentru a ilustra cele de mai sus, să presupunem că vrem să utilizăm tranzistorul cu siliciu ale cărui caracteristici sînt arătate în fig. 13.4, *b* într-un punct de funcţionare la $T = 25°C$:

$$V_{CE} = 5 \text{ V}$$

$$I_C = 4 \text{ mA}.$$

Să presupunem că tensiunea de alimentare E_C este de 10 V.
Din fig. 13.4, *b*, la 25°C rezultă :

$$\beta_F \approx \frac{4{,}8}{0{,}08} = 60 ;$$

valoarea lui V_D la temperatura camerei pentru siliciu este de cca 0,6 V și la aceste nivele ale curenților r_d este cca 5 Ω. Prin urmare, din ecuația (13.10), folosind unitățile V, mA și kΩ avem :

$$R_b = \frac{60\ (10 - 0{,}6)}{4} - (61).\ 0{,}005 = 140\ \text{k}\Omega.$$

Dar este clar din fig. 13.4, *b* și din ecuația (13.9) că punctul de funcționare în această proiectare nu rămîne constant la variațiile temperaturii. În concret :

$$\beta_F\ (105°\text{C}) \approx \frac{9{,}4}{0{,}08} = 118.$$

Reamintim din cap. 7 că V_D se modifică cu aproximativ — 2mV/°C. Prin urmare :

$$V_D\ (105°\text{C}) = 0{,}6 - (105 - 25)\ (0{,}002) = 0{,}44\ \text{V}.$$

Din ecuația (13.9) rezultă că punctul de funcționare la 105°C este :

$$I_C = \frac{118\ (10 - 0{,}44)}{140 + 119\ \ (0{,}005)} \approx 8\ \text{mA}.$$

Curentul de polarizare de c.c. s-a dublat, în principal deoarece β_F s-a dublat aproape, iar R_b și E_C formează virtual o sursă de curent pentru alimentarea bazei. Morala : menținerea unui curent continuu de bază constant *nu* produce o bună stabilitate a polarizării. Trebuie însă arătat că, pentru unele aplicații în care disipația tranzistorului este mică și temperatura ambiantă este aproape constantă, această proiectare simplă a polarizării poate să se dovedească pe deplin satisfăcătoare [1]).

13.4. CIRCUIT DE POLARIZARE PRACTIC PENTRU CONEXIUNEA CU EMITORUL COMUN

13.4.1. Analiză

Două modificări simple în rețeaua de polarizare din fig. 13.11 îmbunătățesc mult stabilitatea punctului de funcționare a circuitului. Aceste modificări (fig. 13.12, *a*) includ adăugarea unui rezistor extern de emitor

[1]) Pentru o demonstrație experimentală de curs adecuată, vezi §13.8 *(NA)*.

R_e și folosirea unui divizor de tensiune rezistiv R_1 și R_2 pentru a furniza curentul continuu de polarizare a bazei. În circuitul echivalent din fig. 13.12, *b* acest divizor de tensiune a fost înlocuit prin echivalentul său Thévenin : o tensiune în gol

$$E_B = E_C \frac{R_2}{R_1 + R_2} \tag{13.11}$$

și o rezistență Thévenin

$$R_b = R_1 \,||\, R_2. \tag{13.12}$$

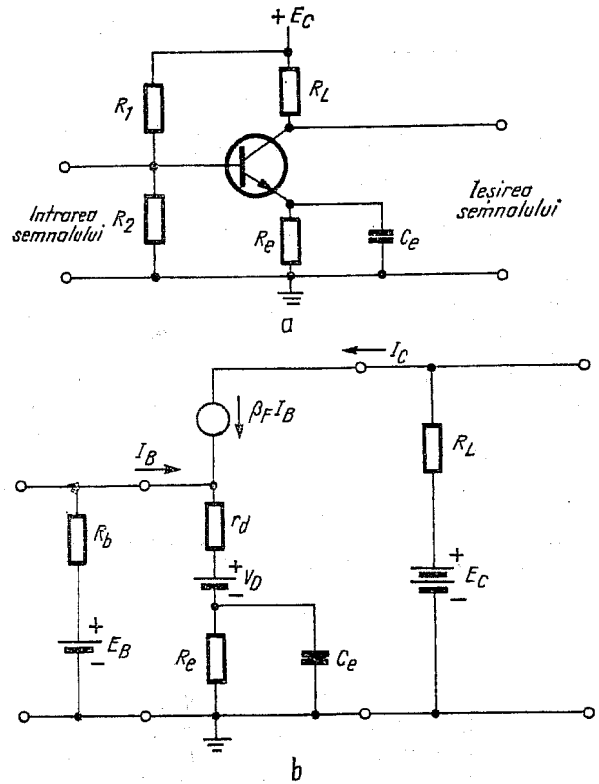


Fig. 13.12. Circuit de polarizare îmbunătățit, pentru un tranzistor bipolar :
a — etaj amplificator cu tranzistor cu siliciu ; *b* — circuit echivalent pentru variații totale, numai pentru regiunea activă normală.

Folosind criteriul după „manual" găsim :

$$R_b \approx 10\, R_e = 7{,}5\ \text{k}\Omega.$$

Pentru a verifica încărcarea produsă la intrare, comparăm această valoare cu rezistența de intrare a tranzistorului. Deoarece C_e asigură o cale de mică impedanță de la emitor la masă la frecvențele de semnal, impedanța de intrare pentru semnal este $r_x + r_\pi$. La $I_C = 4$ mA rezultă :

$$r_\pi = \frac{\beta_o}{g_m} \approx \frac{\beta_F}{g_m} = 60\ \frac{25}{4} = 375\ \Omega.$$

Dacă admitem că r_x este de 25 Ω, rezistența de intrare a tranzistorului la frecvențele de semnal este de 400 Ω. În mod evident, R_b nu șuntează semnificativ semnalul de intrare.

Din ecuația (13.15) rezultă :

$$E_B = \frac{4}{60}\,[7{,}5 + 61\ (0{,}75)] + 0{,}6 = 4{,}16\ \text{V}.$$

Prin aplicarea ecuațiilor (13.16) și (13.17) obținem valorile dorite pentru R_1 și R_2, cu care se termină proiectarea :

$$R_1 = \frac{10}{4{,}16}\,(7{,}5) = 18\ \text{k}\Omega$$

$$R_2 = \frac{18\ (7{,}5)}{18 - 7{,}5} = 12{,}8\ \text{k}\Omega.$$

Să verificăm, acum stabilitatea de polarizare a circuitului prin folosirea ecuației (13.13) pentru a calcula noul curent de funcționare la 105°C, cu valorile de elemente determinate mai sus :

$$I_C = \frac{118\ (4{,}16 - 0{,}44)}{7{,}4 + 119\ (0{,}75)} = 4{,}54\ \text{mA}.$$

După cum se prezisese, creșterea de 100% a curentului de polarizare care se producea în circuitul de polarizare simplu din § 13.3.2 a fost redusă prin proiectarea mai practică de polarizare din fig. 13.12, *a*, la o valoare modestă de 13%[1]).

[1]) Pentru o demonstrație experimentală de curs corespunzătoare, vezi § 13.8.

Pentru multe probleme de proiectare a polarizării (de exemplu, cele care implică o gamă largă de temperaturi de funcționare, variații mari ale lui β_F, sau semnale de ieșire mari) procedura de proiectare simplă dată mai sus nu va da rezultate satisfăcătoare. În aceste condiții trebuie să efectuăm o proiectare detaliată pentru a găsi valorile rezistențelor necesare pentru a asigura o stabilitate specificată a punctului de funcționare. Acesta este subiectul paragrafului următor.

13.5. PROIECTAREA DETALIATĂ A REȚELEI DE POLARIZARE[1])

13.5.1. Deducerea ecuațiilor de proiectare

În proiectarea rețelei de polarizare din fig. 13.12 avem trei necunoscute R_b, R_e și E_B (sau, în alternativă, R_1, R_2 și R_e). În 13.4.1 am dedus relația între acești parametri și curentul continuu de colector :

$$I_C = \frac{\beta_F\,(E_B - V_D)}{R_b + (\beta_F + 1)\,(r_d + R_e)}\,. \tag{13.18}$$

Dacă I_C este specificat, această ecuație, împreună cu două ecuații independente adiționale, pot fi folosite pentru a determina parametrii rețelei de polarizare : R_b, R_e și E_B.

Un scurt raționament ne va arăta că, dacă specificăm atît o valoare *maximă* cît și una *minimă* pentru I_C, atunci ecuația (13.18) furnizează *două* relații independente pentru determinarea parametrilor rețelei, una la temperatura minimă T_1 și una la temperatura maximă T_2. Pentru circuitul în chestiune, de polarizare a unui singur etaj, I_C va crește întotdeauna cu temperatura (v. ecuația 13.18). Prin urmare, în cele două ecuații, valoarea maximă a lui I_C trebuie să fie asociată cu valorile la temperatura mai mare ale lui β_F și V_D, iar valoarea minimă a lui I_C cu valorile corespunzătoare la temperatura mai mică. Cele două ecuații pot fi folosite pentru a elimina pe E_B, lăsîndu-ne o singură ecuație care leagă pe R_b de R_e. Nu obținem deci o soluție unică, dar acum pot fi găsite valori potrivite pentru aceste rezistențe folosind pentru orientare alte constrîngeri în proiectare.

Înainte de a trece mai departe, să facem două simplificări evidente în ecuația (13.18). Pentru cele mai multe din tranzistoare, β_F este suficient de mare pentru a putea înlocui $\beta_F + 1$ cu β_F. De asemenea, pentru cele mai multe din proiectele de polarizare, vom dori să folosim o valoare a rezistorului exterior de emitor, R_e, mult mai mare decît r_d, pentru a obține stabilitatea dorită a polarizării. Prin urmare, putem să neglijăm pe r_d. Pe această bază, dacă împărțim numărătorul și numitorul ecuației (13.18)

[1]) Într-un curs introductiv, acest paragraf și paragraful 13.6.3 pot fi omise fără pierderea continuității.

cu β_F iar după aceea înmulţim ambele părţi cu numitorul pentru a elimina fracţia, obţinem pentru temperatura mai mică, T_1

$$I_C(min)\left[\frac{R_b}{\beta_F(T_1)} + R_e\right] = E_B - V_D(T_1) \qquad (13.19)$$

şi pentru temperatura mai mare, T_2

$$I_C(max)\left[\frac{R_b}{\beta_F(T_2)} + R_e\right] = E_B - V_D(T_2). \qquad (13.20)$$

Scăzînd ecuaţia (13.20) din ecuaţia (13.19) şi colectînd termenii, de asemenea rezolvînd pentru R_b, obţinem ecuaţia de proiectare dorită :

$$R_b = \frac{V_D(T_2) - V_D(T_1) + [I_C(max) - I_C(min)]\,R_e}{I_C(min)/\beta_F(T_1) - I_C(max)/\beta_F(T_2)}. \qquad (13.21)$$

Se va nota că deşi ecuaţia (13.21) pare complexă, toţi termenii din partea ei dreaptă, cu excepţia lui R_e, sînt constante cunoscute, astfel încît ecuaţia nu este mai complicată decît

$$R_b = AR_e - B.$$

Proiectarea nu este totuşi rigidă, pentru că ne mai rămîn două necunoscute şi numai o ecuaţie. Compromisurile posibile în alegerea valorilor lui R_e şi R_b pot fi cel mai bine ilustrate pe un exemplu numeric.

13.5.2. Exemplu

Ca şi în exemplele precedente, vom specifica punctul de funcţionare dorit ca $V_{CE} = 5$ V, $I_C = 4$ mA, gama de temperatură la 25...105°C, şi parametrii tranzistorului ca :

	T_1=25°C	T_2=105°C
β_F	60	118
V_D	0,6 V	0,44 V

În plus, vom specifica că admitem o variaţie maximă de 10 % a curentului de colector la variaţia temperaturii. Astfel I_C $(min) = 4$ mA, I_C $(max) = 4{,}4$ mA. Folosind volţi, miliamperi, şi kΩ în ecuaţia (13.21) obţinem :

$$R_b = \frac{0{,}44 - 0{,}6 + (4{,}4 - 4{,}0)\,R_e}{4{,}0/60 - 4{,}4/118} = -5{,}5 + 13{,}8\,R_e.$$

Orice valoare a lui R_e mai mare decît 0,4 kΩ va da valori pozitive ale lui R_b ; totuşi, este de dorit ca R_b să fie mai mare de 4 kΩ pentru a evita o pierdere excesivă de amplificare (v. calculele de amplificare din §13.4.3.). Prin urmare, o proiectare adecuată ar putea să fie

$$R_b = 4\ \text{k}\Omega$$

$$R_e = \frac{9{,}5}{13{,}8} = 0{,}69\ \text{k}\Omega$$

(v. problema P 13.2). Valoarea lui R_b este limitată de tensiunea de alimentare a colectorului şi de amplitudinea dorită pentru tensiunea de ieşire, factori care nu vor mai fi examinaţi în continuare în acest exemplu.

13.5.3. Proiectarea avînd în vedere o amplitudine specificată a semnalului de ieşire

Sînt necesare unele calcule adiţionale dacă se cere proiectarea în funcţie de amplitudinea semnalului maxim de ieşire în locul proiectării în funcţie de valorile maxime şi minime ale curentului continuu de colector. Specificarea amplitudinii este echivalentă cu specificarea curenţilor dar este necesară o anumită analiză pentru a stabili relaţia corespunzătoare. Reamintim că în §13.1 se stabiliseră limite ale curentului de colector şi tensiunii de colector pentru a asigura funcţionarea în regiunea activă normală. Astfel, curentul instantaneu total de colector i_C trebuie să fie întotdeauna mai mare decît zero, pentru a menţine dioda emitor totdeauna polarizată în sens direct. De asemenea, tensiunea instantanee totală de colector v_{CE} trebuie să fie întotdeauna mai mare decît cca 0,5 V pentru a evita saturarea tranzistorului. Din aceste limite şi din amplitudinea specificată a semnalului de ieşire putem calcula valorile maxime şi minime ale lui I_c.

Calculăm mai întîi consecinţele limitei impuse lui i_C. Pentru semnale sinusoidale, curentul de colector în fig. 13.12 este constituit din două componente ortogonale :

$$i_C = I_C + I_c \sin \omega t. \qquad (13.22)$$

Rescriind această expresie în funcţie de tensiunea de semnal de vîrf V_o, şi incluzînd constrîngerea asupra curentului precizată mai sus, obţinem :

$$i_C = \left(I_C + \frac{V_o}{R_L} \sin \omega t\right) > 0. \qquad (13.23)$$

S-a găsit astfel o expresie pentru valoarea minimă a curentului de polarizare în funcţie de amplitudinea semnalului de ieşire :

$$I_C > \frac{V_o}{R_L}. \tag{13.24}$$

Aceeaşi idee este redată grafic în fig. 13.13, în care dreptele de sarcină de curent continuu (subţire) şi de curent alternativ (groasă) au fost suprapuse pe aceeaşi familie a caracteristicilor de ieşire din conexiunea cu emi-

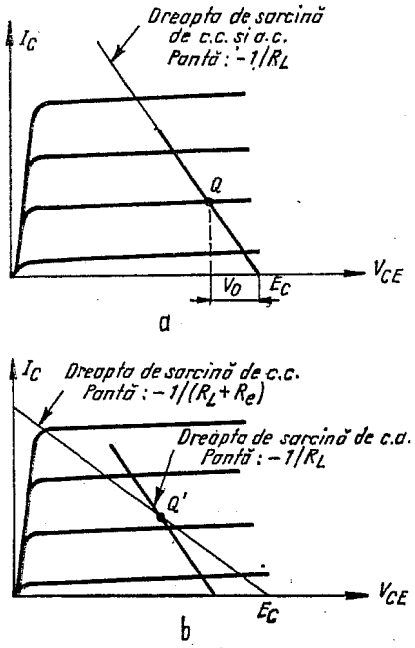


Fig. 13.13. Dreptele de sarcină pentru calcularea curentului de colector minim. Caracteristicile tranzistorului sînt măsurate la 25°C.

torul comun. Lungimea dreptei de sarcină de c.a. a fost aleasă aici astfel încît să reprezinte excursiile vîrf la vîrf ale tensiunii şi curentului de ieşire. De asemenea, punctul de funcţionare a fost ales astfel încît i_C să treacă tocmai prin zero în fiecare ciclu. Evident, punctul de funcţionare nu poate fi coborît mai jos pe dreapta de sarcină fără a forţa intrarea tranzistorului în blocare pe o porţiune a ciclului, provocînd astfel distorsionarea formei de undă de la ieşire.

Figura 13.13, *a* ilustrează un caz simplu în care R_e este zero, prin urmare dreptele de sarcină de c.a. şi de c.c. sînt identice. Din examinarea figurii este clar că pentru punctul de funţionare Q ajustat aşa cum este arătat, curentul de polarizare trebuie să aibă o valoare astfel ca :

$$I_C = \frac{V_o}{R_L}. \tag{31.25}$$

Chiar cu R_e prezent în circuit, construcţia dreptei de sarcină în fig. 13.13, *b* rămîne în esenţă asemănătoare cu cea discutată mai sus. Ecuaţia care leagă parametrii de reţea de c.c. în bucla emitor-colector este, din fig. 13.12 :

$$V_{CE} = E_C - I_C R_L + I_E R_e. \tag{13.26}$$

Deoarece I_E este aproape egal cu $-I_C$, această ecuaţie poate fi rescrisă ca

$$V_{CE} \approx E_C - I_C (R_L + R_e), \tag{13.27}$$

indicînd că dreapta de sarcină de c.c. în fig. 13.13, *b* trebuie să aibă o pantă de $-1/(R_L + R_e)$ şi să intercepteze axa orizontală la E_C. Pe de altă parte, dreata de sarcină de c.a. continuă să aibă o pantă de $-1/R_L$, deoarece C_e se presupune că are o impedanţă practic zero la frecvenţele de semnal. Figura demonstrează astfel că, şi în prezenţa lui R_e, ecuaţia (13.25) continuă să rămînă expresia adecuată pentru valoarea minimă a curentului continuu de colector.

Trecem în continuare la limitarea asupra curentului continuu de colector impusă de constrîngerea :

$$v_{CE} > 0{,}5 \text{ V}. \tag{13.28}$$

Pentru semnale sinusoidale, tensiunea de colector este constituită din două componente ortogonale :

$$v_{CE} = V_{CE} - V_o \sin \omega t. \tag{13.29}$$

Combinînd ecuaţia (13.28) cu (13.29), obţinem constrîngerea :

$$V_{CE} > (V_o + 0{,}5). \tag{13.30}$$

Această condiție poate fi transformată într-o constrîngere asupra curentului continuu de colector înlocuindu-l pe V_{CE} din ecuația (13.27). Rezolvînd pentru I_C, obținem:

$$I_C < \frac{E_C - (V_o + 0{,}5)}{R_L + R_e}. \qquad (13.31)$$

Este util să vizualizăm constrîngerea impusă de ecuațiile (13.30) și (13.31) sub forma unei construcții grafice a dreptei de sarcină. Dreapta de sarcină de c.a. din fig. 13.14 a fost situată pe caracteristicile de ieșire

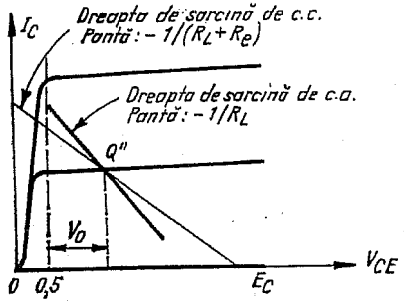


Fig. 13.14. Dreptele de sarcină pentru calcularea valorii maxime a lui I_Q. Caracteristicile tranzistorului sînt măsurate la 105°C.

astfel încît tensiunea instantanee de colector v_{CE} să scadă pînă la cca 0,5 V o dată în fiecare ciclu, menținînd prin aceasta la limită funcționarea liniară. Evident, punctul de funcționare nu poate fi deplasat mai sus pe dreapta de sarcină fără a se provoca saturarea tranzistorului într-o parte a ciclului, deci distorsionarea formei de undă la ieșire. Condiția impusă lui V_{CE} prin ecuația (13.30) este acum clară din figură.

Dacă se dorește, ecuația (13.31) poate fi dedusă și din considerații geometrice pe figură.

Pentru a rezuma, în problemele de proiectare ale polarizării în care unul din parametrii specificați este tensiunea de semnal de ieșire maximă V_0, constrîngerile corespunzătoare asupra valorilor maxime și minime ale curentului continuu de colector sînt:

$$I_C\,(min) = \frac{V_o}{R_L} \qquad (13.32)$$

$$I_C(max) = \frac{E_C - (V_o + 0{,}5)}{R_L + R_e}. \qquad (13.33)$$

13.5.4. Exemplu

Să presupunem că vrem să proiectăm un etaj amplificator capabil să dezvolte o tensiune sinusoidală de 8 V vîrf la vîrf la bornele unei rezistențe de sarcină de 500 Ω, folosind o tensiune de alimentare de 11 V. Pentru simplitate, vom folosi aceleași caracteristici de tranzistor ca în §13.5.2. Din ecuația (13.32):

$$I_C\,(min) = \frac{4}{0{,}5} = 8 \text{ mA}$$

și din ecuația (13.33):

$$I_C\,(max) = \frac{11 - (4{,}5)}{0{,}5 + R_e} \text{ mA}.$$

Din nefericire, R_e este unul din parametrii pe care încercăm să-i determinăm. Am putea substitui ecuațiile (13.32) și (13.33) în ecuația (13.21) și rezolva expresia rezultantă care este pătratică în R_e la numărător și liniară în R_e la numitor. Totuși, o rezolvare prin aproximații succesive pare mai potrivită. Se va nota mai întîi că cele două ecuații impun o limită superioară lui R_e, deoarece $I_c\,(max)$ trebuie să fie mai mare decît $I_c\,(min)$. Prin urmare, cazul limitativ este:

$$\frac{11 - 4{,}5}{0{,}5 + R_e} = 8$$

$$R_e\,(max) = 0{,}31 \text{ kΩ}.$$

Pentru această valoare a lui R_e, $I_c\,(max)$ este egal cu $I_c\,(min)$, astfel încît s-ar cere o stabilizare perfectă a polarizării, adică o condiție imposibilă pentru acest circuit. Pe de altă parte, am văzut în §13.3 că, pentru $R_e = 0$ condițiile impuse în proiectare ar putea fi greu îndeplinite. Prin urmare, o primă încercare rezonabilă ar fi $R_e = 0{,}15$ kΩ, pentru care avem:

$$I_c\,(max) = \frac{6{,}5}{0{,}5 + 0{,}15} = 10 \text{ mA}.$$

Înlocuind acum aceste valori și parametrii tranzistorului din §13.5.2 în ecuația (13.21) obținem:

$$R_b = \frac{0{,}44 - 0{,}6 + (10 - 8)\,0{,}15}{8/60 - 10/118} = 2{,}9 \text{ kΩ}.$$

Această proiectare satisface condițiile de stabilitate și R_b va produce o scădere mai mică de 10% a amplificării de curent a etajului. Valorile rezistențelor de polarizare reale, R_1 și R_2 (fig. 13.12, *a*) pot fi acum găsite din ecuațiile (13.16), (13.17) și (13.15) (neglijînd pe r_d).

Cei care doresc să stoarcă ultima picătură de performanţă din acest circuit pot repeta de mai multe ori rezolvarea din exemplul de proiectare dat, pentru a trasa o curbă a lui R_b în funcţie de R_e aşa cum se arată în fig. 13.15. Pentru specificaţiile şi parametrii daţi, se observă un maxim destul de larg pe această curbă, indicînd că circuitul poate fi stabilizat în mod adecuat fără o pierdere excesivă a amplificării de curent pentru orice valori ale lui R_e situate între 70 şi 200 Ω.

În lumina fig. 13.15 este acum clar că o bună aproximaţie iniţială pentru R_e este o valoare de ordinul unei jumătăţi din limita superioară asupra lui R_e (v. problema P 13.3). Se

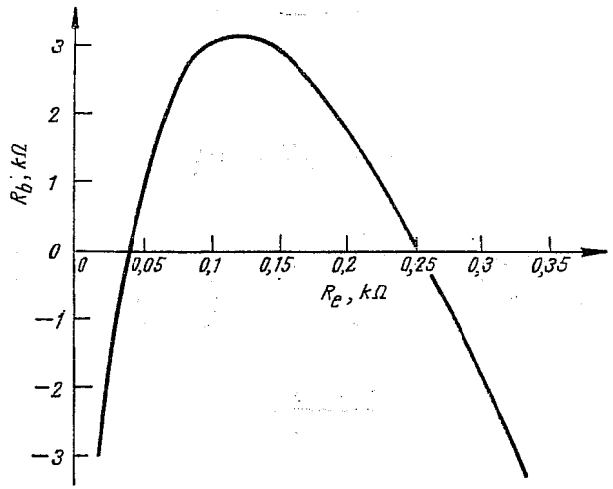


Fig. 13.15. Curba R_b în funcţie de R_e.

va nota totuşi că această curbă nu are întotdeauna aceeaşi formă. Dacă specificaţiile sînt mai puţin restrictive, curba lui R_b poate merge spre infinit pentru anumite valori ale lui R_e, sau poate creşte monoton la scăderea lui R_e (v. §13.6.3, fig. 13.18 şi problema P 13.4). Şi în aceste cazuri, aproximaţia iniţială de jumătate din valoarea maximă a lui R_e rămîne satisfăcătoare, dar pentru $R_e = 0$ pot rezulta valori mai mari ale lui R_b, deci reduceri corespunzătoare mai mici ale amplificării de curent.

Valorile lui R_b calculate din ecuaţia (13.21) şi trasate în fig. 13.15 sînt valori limită, deoarece în soluţie am folosit valorile limită ale lui I_C, în locul setului de valori permise implicat de ecuaţiile (13.24) şi (13.31). Dacă în deducere menţinem aceste inegalităţi, se poate arăta că în fig. 13.15 s-a obţinut o curbă care este de fapt *limita superioară* a lui R_b. Prin urmare, oricare valoare a lui R_b *mai mică decît cea trasată* satisface specificaţia de stabilitate a circuitului. Asemenea valori ale lui R_b dau proiecte în care I_C nu creşte pînă la valoarea limită $I_C(max)$ corespunzătoare limitei superioare de temperatură.

13.5.5. Variaţia parametrilor datorită toleranţelor de fabricaţie

Discuţia precedentă asupra polarizării tranzistorului a fost exprimată în funcţie de variaţiile lui β_F şi V_D cu temperatura. Dar, toate metodele de proiectare se aplică la fel de bine pentru obţinerea unor performanţe satisfăcătoare ale circuitului în pofida împrăştierilor lui β_F şi V_D ale unui tranzistor de tip dat care rezultă din toleranţele de fabricaţie. Problema este evident de importanţă considerabilă în proiectarea oricărui circuit care trebuie fabricat în serie.

Diferenţa importantă între această problemă şi cea a temperaturii este acum că variaţiile lui β_F şi V_D nu mai sînt corelate. Totuşi, examinarea ecuaţiei (13.13), adică a relaţiei generale pentru I_C în funcţie de parametrii circuitului, arată că *situaţia cea mai defavorabilă*, adică creşterea cea mai mare a lui I_C se produce cînd β_F creşte şi V_D scade. Acesta este tocmai cazul pe care l-am studiat în funcţie de variaţiile temperaturii. Conchidem că expresiile de proiectare cum este ecuaţia (13.21) pot fi aplicate direct problemei împrăştierii parametrilor, dacă reinterpretăm $\beta_F(T_2)$ şi $\beta_F(T_1)$ ca fiind valorile maxime şi minime ale lui β_F aşa cum sînt specificate în foaia de catalog. De asemenea, trebuie să revizuim în mod asemănător $V_D(T_1)$ şi $V_D(T_2)$, deşi variaţiile acestui parametru între tranzistoarele de un tip dat ar trebui să fie minime. Celelalte metode de proiectare din §13.3 şi 13.4 sînt de asemenea direct aplicabile acestei probleme, la fel cum sînt şi proiectările polarizărilor pentru tranzistoarele cu germaniu care urmează a fi discutate în paragraful următor.

13.6. PROIECTAREA POLARIZĂRII PENTRU TRANZISTOARE CU GERMANIU[1)]

13.6.1. Deducerea ecuaţiilor de polarizare

În paragrafele 13.2, 13.3 şi 13.4, au fost prezentate trei metode pentru proiectarea reţetelor de polarizare pentru tranzistoarele cu siliciu. Problema proiectării polarizării pentru tranzistoarele cu germaniu, deşi în principiu aceeaşi ca pentru siliciu, este în fapt ceva mai complicată, deoarece I_{CO} devine un element foarte dependent de temperatură al tranzistorului. Dependenţa de temperatură a lui I_{CO} este *exponenţială*, în contrast cu dependenţa aproximativ liniară a lui β_F şi $V_D(T)$, astfel încît variaţia lui I_{CO} este adesea problema dominantă la tranzistoarele cu germaniu.

[1)] Folosirea tranzistoarelor cu germaniu a scăzut mult în ultimii ani datorită extinderii dispozitivelor ieftine cu siliciu. De aceea acest paragraf a fost scris astfel încît să poată fi omis fără pierderea continuităţii. Pentru a obţine ecuaţiile de polarizare ale unui dispozitiv cu siliciu *pnp*, se ia $I_{CO} = 0$ în ecuaţiile (13.36) şi (13.37).

Problema lui I_{CO} poate fi ușor luată în considerare observînd că în circuitul echivalent pentru variații totale ale unui tranzistor *pnp* cu germaniu [1]), curentul de colector (fig. 13.16) este:

$$I_C = \beta_F I_B - (\beta_F + 1)\, I_{CO}. \tag{13.34}$$

Dacă folosim o rețea de polarizare de tipul arătat în fig. 13.11 în care curentul de bază este menținut aproape constant, ecuația (13.34) indică că creșterea exponențială a lui I_{CO} cu temperatura va produce o schimbare

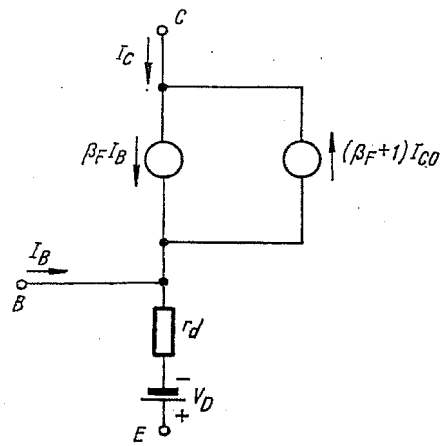


Fig. 13.16. Circuit echivalent pentru variații totale în regiune activă, pentru un tranzistor *pnp* cu germaniu.

corespunzătoare a lui I_C, accentuată de creșterea lui β_F. Pentru un tranzistor cu germaniu tipic, I_{CO} va fi de ordinul a 1 μA la 25°C, și 60 μA la 85°C, astfel încît termenul $(\beta_F + 1)\, I_{CO}$ în ecuația (13.34) va deveni sigur o parte semnificativă, dacă nu chiar dominantă, a curentului de colector în această gamă de temperatură. Vom conclude deci că orice circuit de polarizare pentru tranzistoarele cu germaniu care menține curentul de bază constant va avea o stabilitate a polarizării intolerabil de proastă.

Vom recurge de aceea direct la circuitul de polarizare din fig. 13.17, care, datorită prezenței lui R_e, *nu* menține constant curentul de bază. Pentru a găsi pe I_C în funcție de parametrii circuitului, mai întîi scriem ecuația tensiunilor pe bucla de intrare:

$$E_B = -\, I_B\, [R_b + (\beta_F + 1)\, R_e] + R_e(\beta_F + 1)\, I_{CO} + V_D. \tag{13.35}$$

[1]) Trecerea la un tranzistor *pnp* în acest punct este *independentă* de trecerea la germaniu. Această trecere s-a făcut pentru a justifica schimbarea de semne în ecuațiile de polarizare care se obțin cînd analiza se face pentru tranzistoarele *pnp*.

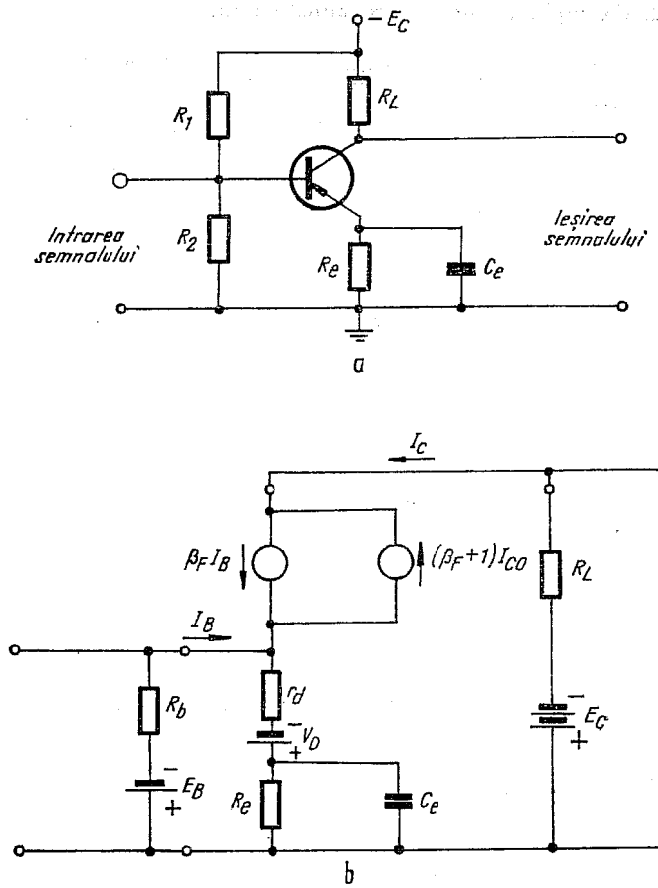


Fig. 13.17. Rețea de polarizare pentru un tranzistor bipolar cu germaniu: *a* — schema, *b* — circuitul echivalent pentru variații totale (numai în regiunea activă).

(Am presupus de la început că R_e este mult mai mare decît r_d). Eliminînd pe I_B între ecuațiile (13.34) și (13.35), obținem (v. problema P 13.5):

$$-\, I_C = \frac{\beta_F(E_B - V_D) + (\beta_F + 1)\, I_{CO}\, (R_b + R_e)}{R_b + (\beta_F + 1)\, R_e}. \tag{13.36}$$

13.6.2. Exemplu de proiectare după manual

În mod surprinzător, proiectarea „după manual" discutată în §13.4.2, dă rezultate satisfăcătoare şi pentru tranzistoarele cu germaniu, după cum se poate vedea din exemplul numeric care urmează.

Vrem să proiectăm circuitul din fig. 13.17, astfel încît să aibă un punct de funcţionare la temperatura camerei de $V_{CE} = -5$ V, $I_C = -4$ mA. Gama de temperatură este specificată ca 25...75°C. Caracteristicile tranzistorului cu germaniu în această gamă sînt următoarele :

$$\beta_F(25°) = 100, \quad \beta_F(75°) = 120$$

$$I_{CO}(25°) = 1\ \mu A$$

$$V_D(25°) = 0{,}2\ V$$

(β_F nu este atît de dependent de temperatură la germaniu cît este la siliciu, după cum se poate vedea din reprezentarea dependenţei lui β_O în funcţie de temperatură, fig. 12.12). Vom proiecta mai întîi pentru obţinerea punctului de funcţionare la 25°C. Admiţînd o cădere de tensiune de 4 V la bornele lui R_e, avem :

$$R_e \approx \frac{4}{|I_C|} = 1\ k\Omega$$

de unde :

$$R_b \approx 10R_e = 10\ k\Omega.$$

Pentru această valoare a lui R_b, încărcarea la intrare nu va fi importantă (v. problema P 13.6).

Pentru a găsi pe E_B din ecuaţia (13.35) ne trebuie I_B. Este clar din ecuaţia (13.34) şi din valoarea dată a lui I_{CO} că, la 25°C

$$I_B \approx \frac{I_C}{\beta_F} = -\frac{4}{100} = -0{,}04\ mA.$$

Prin urmare, din ecuaţia (13.35) ;

$$E_B = 0{,}04\ (10 + 101) + 101\ (0{,}001) + 0{,}2 = 4{,}74\ V.$$

Valorile lui R_1 şi R_2 din fig. 13.17, *a* pot fi găsite din ecuaţiile (13.16) şi (13.17).

Pentru a determina stabilitatea polarizării pe baza proiectării „după manual" vom calcula noul curent de funcţionare la 75°C. Presupunînd că I_{CO} se dublează la fiecare 10°C şi V_D se modifică cu cca -2 mV/°C, găsim

$$I_{CO}(75°) = 32\ \mu A$$

$$V_D(75°) = 0{,}1\ V.$$

Substituind aceste valori în ecuaţia (13.36), avem :

$$-I_C = \frac{120\ (4{,}74 - 0{,}1) + 1) + 11\ (121)\ 0{,}032}{10 + (121)\ (1)}$$

$$I_C = -4{,}57\ mA.$$

ceea ce reprezintă o creştere de 14 % a curentului de polarizare.

13.6.3. Exemplu de proiectare detaliată a reţelei de polarizare pentru germaniu *(pnp)*[1)]

Dacă proiectarea „după manual" nu asigură o stabilitate satisfăcătoare a polarizării, putem folosi metoda de proiectare mai complexă prezentată în §13.5. Specificînd curentul de colector maxim şi cel minim permis putem obţine din ecuaţia (13.36) o relaţie de proiectare a polarizării pentru tranzistoarele *pnp* cu germaniu (v. problema P13.7) :

$$R_b = \frac{V_D(T_1) - V_D(T_2) + [I_C(max) - I_C(min) + \Delta I_{CO}]\ R_e}{I_C(min)|\beta_F(T_1) - I_C(max)|\beta_F(T_2) - \Delta I_{CO}} \tag{13.37}$$

unde

$$\Delta I_{CO} = I_{CO}(T_2) - I_{CO}(T_1). \tag{13.38}$$

Aceste ecuaţii, împreună cu ecuaţiile (13.15), (13.16) şi (13.17), sînt suficiente pentru a proiecta reţeaua rezistivă de polarizare din fig. 13.17 (ecuaţiile corespunzătoare pentru un tranzistor *npn* cu germaniu sînt date în problema 13.8).

Pentru a ilustra, să presupunem că vrem să calculăm valorile rezistenţelor R_1, R_2 şi R_e în fig. 13.17, presupunînd că $R_L = 500\ \Omega$ şi $E_C = 10$ V. De asemenea, să presupunem că circuitul trebuie să fie capabil să dezvolte o tensiune sinusoidală de ieşire de 3 V vîrf în gama de temperatură de 25°C pînă la 65°C. Parametrii tranzistorului sînt :

$$\beta_F(25°) = 45\ ;\ \beta_F(65°) = 65$$

$$I_{CO}(25°) = 1\ \mu A$$

$$V_D(25°) = 0{,}2\ V.$$

Pe baza faptului că I_{CO} la germaniu se dublează la fiecare 10°C şi V_D descreşte cu 2 mV/°C, găsim la $T = 65$°C că

$$I_{CO}(65°) = 16\ \mu A$$

$$V_D(65°) = 0{,}12\ V.$$

[1)] Acest paragraf să fie omis dacă §13.5 a fost omis. *(NA).*

Folosind ecuaţiile (13.32) şi (13.33) (cu o schimbare de semn deoarece în acest exemplu utilizăm un tranzistor *pnp*), găsim:

$$I_C(min) = -\frac{V_o}{R_L} = -\frac{3}{0{,}5} = -6\text{ mA}$$

$$I_C(max) = -\frac{E_C - (V_o + 0{,}5)}{R_L + R_e} = -\frac{6{,}5}{0{,}5 + R_e}\text{ mA}.$$

Valoarea maximă a lui R_e din această ecuaţie este aceea pentru care $I_C(max)$ este egal cu $I_C(min)$ Prin urmare:

$$R_e(max) = \frac{6{,}5}{6} - 0{,}5 = 0{,}58\text{ k}\Omega.$$

O primă aproximaţie rezonabilă pentru R_e este jumătate din această valoare, adică $R_e = 0{,}3\text{ k}\Omega$, pentru care rezultă

$$I_C(max) = -8{,}1\text{ mA}$$

$$R_b = \frac{0{,}2 - 0{,}12 + (-8{,}1 + 6 + 0{,}015)\,0{,}3}{-6/45 + 8{,}1/65 - 0{,}015} = 23{,}7\text{ k}\Omega.$$

Pentru a termina proiectarea vom folosi ecuaţiile (13.35), (13.16) şi (13.17) găsind:

$$R_1 = 46\text{ k}\Omega$$

$$R_2 = 49\text{ k}\Omega.$$

Sînt posibile şi multe alte proiecte în funcţie de aproximaţia iniţială asupra valorii lui R_e. Aceste proiecte sînt rezumate în fig. 13.18 în care valorile lui R_b calculate din ecuaţia (13.37) sînt trasate în funcţie de valorile adoptate pentru R_e. Forma surprinzătoare a acestei curbe cere cîteva explicaţii. Mai întîi, reamintim că am folosit valorile *limită* ale lui I_C în evaluarea ecuaţiei (13.37), prin urmare curba dă valorile limită ale lui R_b care vor satisface specificaţiile proiectării. Se poate arăta că în regiunea A, curba este *o limită inferioară*, adică orice valoare (pozitivă) a lui R_b mai mare decît cea din curbă în această regiune este acceptabilă (în funcţie de specificaţia amplificării minime de curent a circuitului). În regiunea B curba este o *limită superioară*.

Se va nota că specificaţiile sînt relativ uşor de satisfăcut în acest exemplu astfel încît circuitul poate fi stabilizat şi pentru $R_e = 0$. De fapt pentru R_e de cca 100 Ω, circuitul trebuie să fie *destabilizat*, luîndu-se R_b negativ pentru a obţine limita superioară impusă lui I_C.

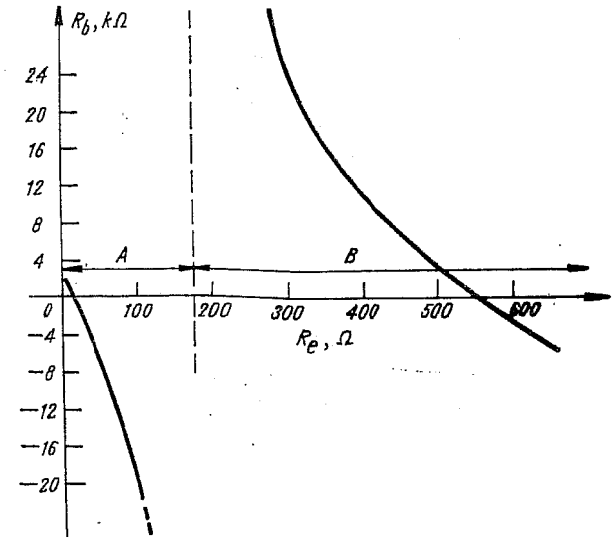


Fig. 13.18. Curba R_b în funcţie de R_e.

13.7. POLARIZAREA ALTOR CONFIGURAŢII DE CIRCUIT ALE TRANZISTORULUI

13.7.1. Baza comună

Dacă baza unui etaj cu baza comună este conectată la masă, sînt necesare atît o sursă de alimentare pozitivă, cît şi una negativă pentru polarizare, după cum se arată în fig. 13.19, *a*. Pentru a evita cheltuiala a două surse de alimentare putem folosi un divizor de tensiune astfel încît să situăm baza la cîţiva volţi deasupra potenţialului maxim (pozitiv în cazul acestui tranzistor *npn*), după cum se arată în fig. 13.19, *b*. Pentru a menţine totuşi funcţionarea cu baza comună la frecvenţele de semnal, baza este decuplată la masă prin condensatorul C_b. Compararea fig. 13.19, *b* cu circuitul cu emitor comun din fig. 13.12 indică că cele două reţele de polarizare sînt topologic identice. Prin urmare, întreaga analiză şi toate metodele de proiectare discutate în acest capitol se aplică virtual neschimbate pentru reţeaua de polarizare cu baza comună din fig. 13.19, *b* (v. problema 13.9).

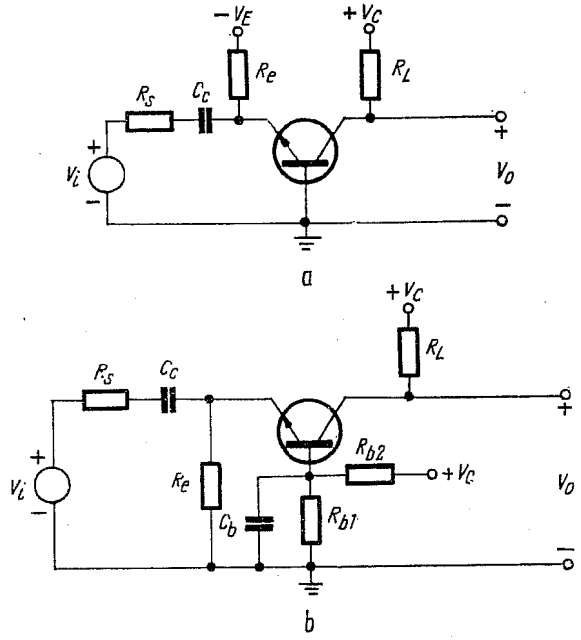


Fig. 13.19. Rețea de polarizare pentru amplificator bipolar cu baza comună : *a*— cu două surse de alimentare; *b*— cu o sursă de alimentare.

13.7.2. Drenă comună și colector comun

Aranjamente de polarizare tipice pentru cele două circuite „repetoare" sînt arătate în fig. 13.20. În fiecare caz este necesar să se situeze borna de intrare la un potențial fix deasupra masei pentru a obține punctul de funcționare dorit. Se va nota că topologia acestei rețele de polarizare este identică cu cea a rețelelor pentru emitorul comun discutat mai sus, astfel încît același tip de proiectare poate fi aplicat și aici (v. problema 13.10).

13.8. DEMONSTRAȚII EXPERIMENTALE LA CURS

13.8.1. Alegerea punctului de funcționare

Prin folosirea unor amplificatoare cu comutare electronică se pot reprezenta simultan caracteristicile tranzistorului și dreapta de sarcină pe axele x și y ale unui osciloscop cu sertare. Pe această cale efectele

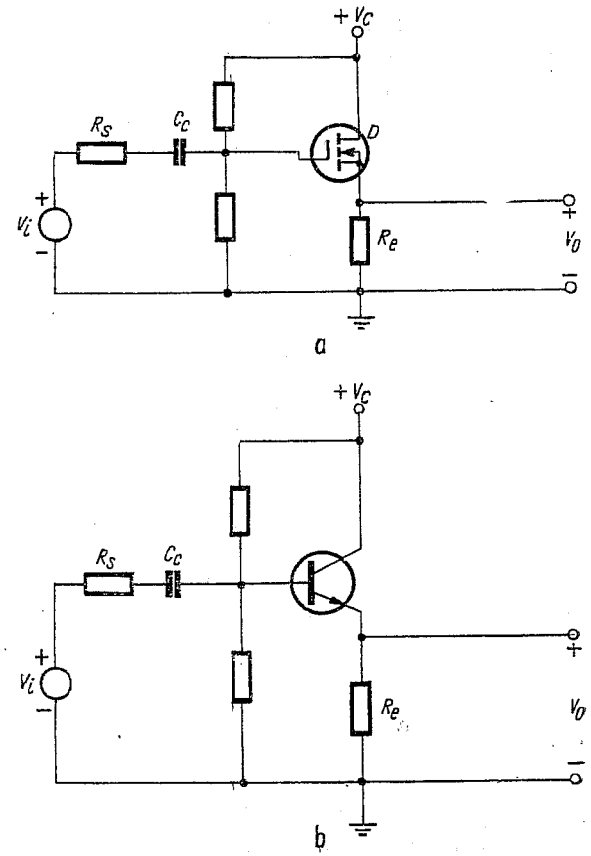


Fig. 13.20. Rețele de polarizare pentru circuite „repetoare" : *a*— repetor pe sursă cu TEC (cu drena comună) ; *b* — repetor pe emitor cu tranzistor bipolar (colector comun).

variației temperaturii ambiante asupra performanțelor amplificatorului pot fi ușor demonstrate. Circuitul este arătat în fig. 13.21. Formele de undă în trepte și în rampă necesare pentru a demonstra caracteristicile de ieșire cu emitorul comun ale lui T_1 pe ecranul unui osciloscop Tektronix tip 561 se obțin dintr-un trasor de caracteristici de tranzistoare.

Tranzistoarele T_1 și T_2 (adică tranzistorul care este polarizat) trebuie să aibă caracteristici împerecheate îndeaproape și să fie cuplate termic între ele. Evident, un tranzistor dublu este ideal.

Cu comutatorul în poziţia A, circuitul de polarizare este aşa cum a fost descris în § 13.31, prin urmare este foarte nestabil, în timp ce cu comutatorul în poziţia B circuitul este bine stabilizat.

Se vor observa mai întîi numai caracteristicile de ieşire acţionînd numai asupra lui H_1 şi V_1. După aceea, cu comutatorul în A, se va observa dreapta de sarcină (v_i mare), punctul de funcţionare ($v_i = 0$) şi locul

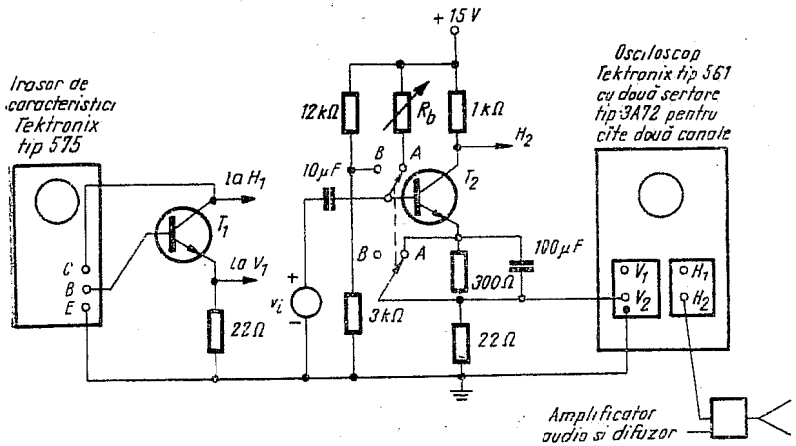


Fig. 13.21 Demonstraţie experimentală la curs asupra polarizării.

geometric al oscilaţiei de semnal (v_i de valoare medie). Linia trasată nu este o adevărată dreaptă de sarcină deoarece rezistenţa de 22 Ω măsoară în fapt curentul de emitor şi nu curentul de colector. Acest lucru este deosebit de vizibil la saturaţie.

Apoi se va porni amplificatorul audio şi se va ajusta rezistenţa de polarizare pentru a demonstra efectele unui curent continuu de colector prea mic, optim şi prea mare.

13.8.2. Efectul temperaturii asupra polarizării tranzistorului

Folosind acelaşi circuit ca mai sus (fig. 13.21), plasăm comutatorul în poziţia A, pornim amplificatorul audio, şi încălzim uşor perechea de tranzistoare. Caracteristicile se vor deplasa datorită creşterii lui β_F şi, pentru tranzistoare cu germaniu, datorită creşterii lui I_{CO}. În cazul polarizării cu curent de bază constant, punctul de funcţionare şi locul geometric al semnalului se vor deplasa odată cu caracteristicile. În cele

din urmă se va produce o funcţionare în regiunea de saturaţie. Se vor răci acum tranzistoarele (soluţii spray refrigerante sînt foarte utile în acest scop) pentru a arăta că această deplasare a fost nedistructivă. Dacă se doreşte, ciclul poate fi repetat, observînd de această dată semnalul de ieşire, adică tensiunea de colector a lui T_2, în funcţie de timp.

Se trece acum comutatorul în poziţia B pentru a obţine circuitul bine stabilizat şi se încălzeşte. De data aceasta caracteristicile se comportă ca şi mai înainte, dar punctul de funcţionare se deplasează numai foarte puţin. Pentru tranzistoarele cu germaniu s-ar putea întîmpla să se inverseze curentul de bază astfel încît să fie necesar ca polaritatea treptelor de tensiune aplicate la bază, de la trasorul de caracteristici, să fie comutată de mai multe ori de la cea pozitivă la cea negativă în timpul experienţei.

PROBLEME

P 13.1. Să se demonstreze că $r\pi$ pentru un tranzistor cu siliciu poate fi menţinut foarte constant la variaţiile temperaturii polarizînd astfel încît I_B să rămînă constant (v. pag. 491).

P 13.2. Să se proiecteze un circuit de polarizare pentru tranzistor cu siliciu care să menţină punctul de funcţionare în limitele a 10 mA $\pm$ 5 % într-o gamă de temperatură de 25... ...150°C. Se presupune că β_F variază de la 100 la 200 în această gamă (v. pag. 507).

P 13.3. Să se proiecteze un circuit de polarizare folosind acelaşi tranzistor şi aceeaşi gamă de temperatură ca şi în problema P 13.2, care să permită obţinerea unui semnal de ieşire de amplitudine 6 V vîrf la vîrf la bornele unei rezistenţe de sarcină de 1 kΩ, folosind o tensiune de alimentare de 10,5 V (v. pag. 512).

P 13.4. Să se rezolve problema P 13.3 pentru diferite valori ale lui R_e (dacă este posibil, pe un calculator) şi să se traseze o curbă a lui R_b în funcţie de R_e pentru această proiectare. Se vor identifica clar valorile permise pentru R_b şi R_e (v. pag. 512).

P 13.5. Plecînd de la ecuaţiile 13.34 şi 13.35, să se deducă ecuaţia 13.36.

P 13.6. Pentru proiectarea reţelei de polarizare pentru un tranzistor cu germaniu discutată în § 13.6.2, să se estimeze rezistenţa de intrare de semnal mic a tranzistorului în punctul de funcţionare specificat. Se va folosi această valoare pentru a estima reducerea amplificării de curent a circuitului provocată de prezenţa rezistenţei R_b (v. pag. 516).

P 13.7. Folosind metoda descrisă în § 13.5, să se verifice ecuaţia (13.37).

P 13.8. Să se redeseneze fig. 13.17 astfel încît să reprezinte reţeaua de polarizare pentru un tranzistor *npn* cu germaniu. Se va analiza acest circuit pentru a dovedi că ecuaţiile de proiectare a polarizării adecuate în acest caz, analoge cu ecuaţiile (13.37) şi (13.35), sînt:

$$R_b = -\frac{V_D(T_2) - V_D(T_1) + [I_C(max) - I_C(min) - \Delta I_{CO}] R_e}{I_C(min)/\beta_F(T_1) - I_C(max)/\beta_F(T_2) + \Delta I_{CO}} \tag{13.37}$$

$$E_B = I_B [R_b + (\beta_F + 1) R_e] + R_e(\beta_F + 1) I_{CO} + V_D. \tag{13.35}$$

P 13.9. Se va proiecta reţeaua de polarizare cu baza comună arătată în fig. 13.19 astfel încît să fie posibil să se obţină o oscilaţie de 3 V vîrf la vîrf la bornele rezistenţei de sarcină

R_L între 25 şi 125°C. Se va presupune că $R_L = 300\ \Omega$, $V_C = 5$ V. Tranzistorul cu siliciu are un β_F de 75 la 25°C şi de 130 la 125°C.

P 13.10. Se vor proiecta reţelele de polarizare pentru cele două circuite repetoare din fig. 13.20 astfel încît fiecare să poată produce un semnal de ieşire V_o de 4 V vîrf la vîrf între 25 şi 125°C. Se va presupune că $R_e = 100\ \Omega$, $V_C = 6$ V, şi parametrii tranzistorului sînt ca în problema 13.9 şi fig. 13.5.

CAPITOLUL 14

CALCULUL RĂSPUNSULUI LA JOASĂ FRECVENŢĂ ŞI LA ÎNALTĂ FRECVENŢĂ

CAPITOLUL 14

CALCULUL RĂSPUNSULUI LA JOASĂ FRECVENȚĂ ȘI LA ÎNALTĂ FRECVENȚĂ

14.1. Cuplaj prin condensator

14.1.1. Circuite echivalente pentru tranzistorul bipolar într-un domeniu limitat de frecvență.
14.1.2. Circuite echivalente pentru TEC într-un domeniu limitat de frecvență
14.1.3. Alegerea lui C_c pentru amplificatorul cu TEC cu sursă comună
14.1.4. Exemplu de calcul pentru un amplificator cu sursă comună
14.1.5. Alegerea lui C_c în amplificatorul cu tranzistoare bipolare.

14.2. Decuplarea emitor — sau sursă — masă prin condensator

14.2.1. Calculul condensatorului de decuplare pentru amplificatorul cu tranzistoare bipolare
14.2.2. Exemplu de calcul pentru un amplificator cu emitor comun
14.2.3. Decuplarea sursă-masă prin condensator.

14.3. Circuite de polarizare cu condensatoare de cuplaj și de decuplare

14.3.1. Alegerea lui C_c și C_e pentru un amplificator cu TEC
14.3.2. Alegerea lui C_c și C_e pentru un amplificator cu tranzistor bipolar cu emitor comun
14.3.3. Exemplu

14.4. Alegerea lui C_c și C_e pentru alte scheme de circuit

14.4.1. Circuit cu bază comună
14.4.2. Circuite „repetoare"

14.5. Performanțele de înaltă frecvență ale amplificatoarelor cu emitorul comun

14.5.1. Funcția de transfer
14.5.2. Aproximația cu un singur pol
14.5.3. Exemplu de analiză
14.5.4. Exemplu de proiectare

14.6. Performanțele de înaltă frecvență ale amplificatoarelor cu sursa comună

14.6.1. Funcția de transfer
14.6.2. Exemplu

14.7. Caracteristica globală de frecvență și răspunsul la semnal treaptă ale amplificatorului cu un singur etaj

14.7.1. Funcția de transfer aproximativă (numai polii dominanți)
14.7.2. Exemplu de calcul al lui R_L pentru un amplificator cu tranzistor bipolar
14.7.3. Caracteristica de frecvență
14.7.4. Răspunsul la semnal treaptă
14.7.5. Testarea cu undă dreptunghiulară

Bibliografie

Probleme

14

Calculul răspunsului la joasă frecvenţă şi la înaltă frecvenţă

14.1. CUPLAJ PRIN CONDENSATOR

Pentru a obţine performanţe satisfăcătoare de la amplificatoarele cu un singur etaj tratate în cap. 13, este adesea necesar să se adauge reţelei un condensator de cuplaj, aşa cum este arătat în circuitele simple de polarizare din fig. 14.1, *a* şi *b*. Condensatorul de cuplaj C_c cuplează semnalul la intrarea amplificatorului şi face ca sursa de semnal (sau circuitul premergător cu tranzistoare) să nu afecteze tensiunea continuă stabilită prin reţeaua de polarizare. Din cauza asemănării celor două circuite vom discuta la început circuitul cu tranzistoare bipolare, cu observaţia că aceleaşi concluzii se aplică circuitului cu TEC.

14.1.1. Circuite echivalente pentru tranzistorul bipolar într-un domeniu limitat de frecvenţă

Circuitul echivalent de semnal mic pentru amplificatorul cu tranzistor *npn* din fig. 14.1, *a* este arătat în fig. 14.1, *c*. Acest circuit este complicat şi calculul funcţiei de transfer în caz general ar fi greu şi inutilizabil. O problemă numerică poate fi desigur rezolvată pe calculator, utilizînd una din metodele descrise în capitolul următor, dar aceasta ar da indicaţii reduse asupra proiectării circuitului, care este scopul nostru principal.

Din fericire, în circuitele active, problema proiectării este adesea mai uşoară decît problema analizei, întrucît datele de proiectare dau o indicaţie apriori asupra anumitor aspecte ale circuitului. În cazul de faţă, se încearcă o proiectare a unui amplificator cu emitor comun, care să aibă

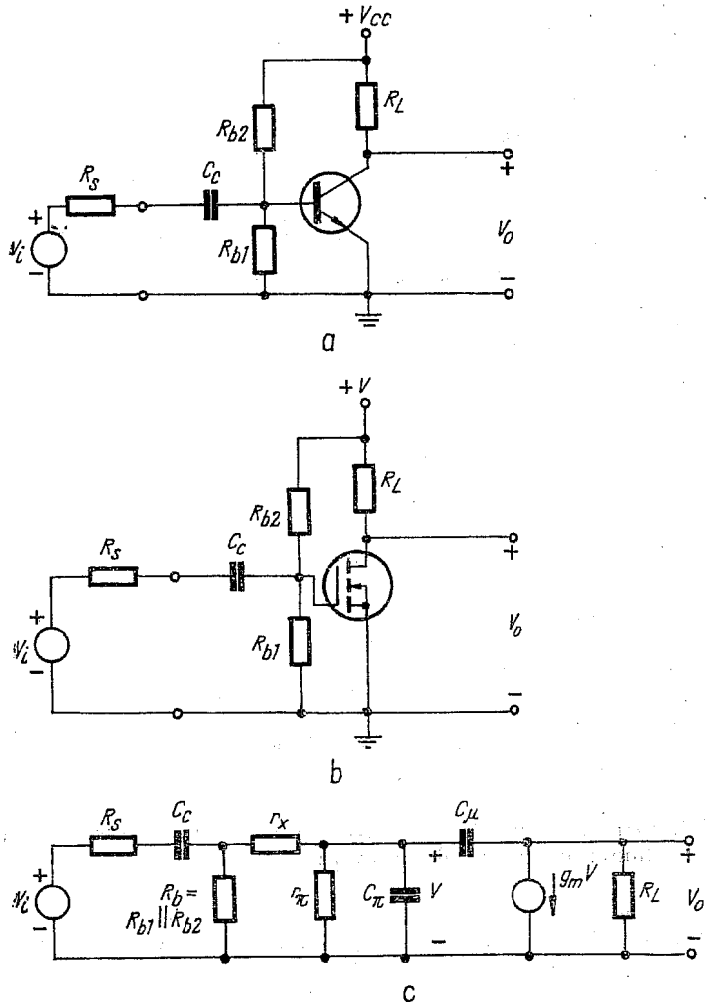


Fig. 14.1. Amplificatoare cu un singur etaj tipice :
a – cu tranzistor de siliciu *npn* ; *b* – cu TECMOS canal *n* ; *c* – circuitul echivalent de semnal mic pentru amplificatorul din *a*.

un anumit domeniu de frecvență în care funcția de transfer V_o/V_i să rămînă aproape constantă. De exemplu, pentru un amplificator audio, se poate specifica o amplificare constantă în gama de frecvențe de la 20 Hz la 20 kHz ; un amplificator video trebuie să aibă un palier al amplificării de la 100 kHz la 6 MHz. În tot acest domeniu, denumit *domeniul frecvențelor mijlocii*, care poate să aibă o lărgime de cîteva decade, toate capacitățile din fig. 14.1, *c* nu trebuie să aibă vreun efect asupra distribuției curenților și tensiunilor circuitului. Rezultă că trebuie să reținem un circuit echivalent aplicabil numai în domeniul frecvențelor mijlocii, în care fiecare condensator să fie înlocuit fie de un scurtcircuit, fie de un circuit deschis [1]). Se știe din cap. 11 că C_π și C_μ sînt capacități relativ mici (1—1000 pF). Astfel, în domeniul frecvențelor mijlocii, impedanțele lui C_π și C_μ vor

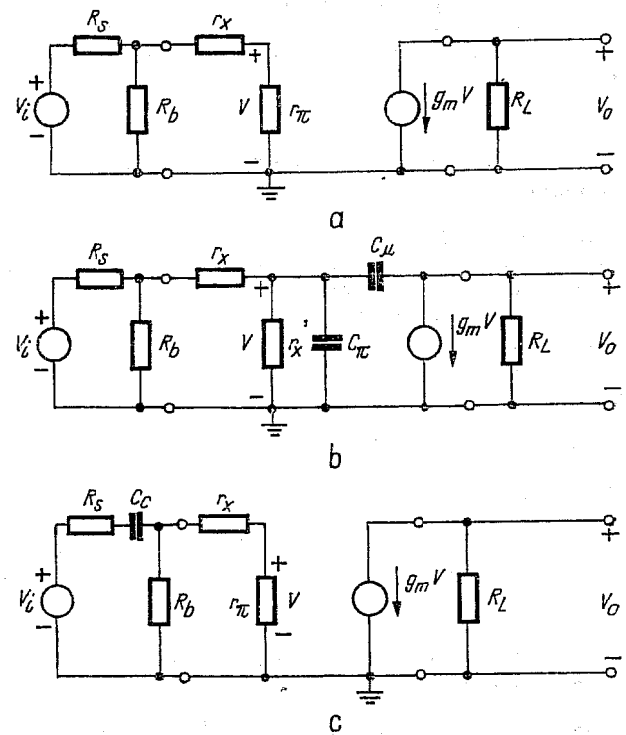


Fig. 14.2. Circuitele echivalente de semnal mic pentru amplificatorul cu un singur etaj cu tranzistor bipolar din fig. 14.1, *a* pe diferite domenii de frecvență (în fiecare caz $R_b = R_{b1} \parallel R_{b2}$) :
a – frecvențe mijlocii ; *b* – frecvențe înalte ; *c* – frecvențe joase.

[1]) O rețea trece—tot poate să aibă elemente reactive și să prezinte totuși o caracteristică de transfer de modul constant, dar circuitul de față nu reprezintă o asemenea rețea.

fi suficient de mari, în comparație cu impedanțele cu care vin în paralel, astfel încît ele să fie considerate un circuit deschis. De asemenea, condensatorul de cuplaj C_c trebuie să fie suficient de mare, pentru ca în domeniul frecvențelor mijlocii să fie un scurtcircuit (dacă ar fi un circuit deschis, amplificarea ar fi zero). Astfel, din fig. 14.1, *c* se reține circuitul echivalent de semnal mic la frecvențe mijlocii din fig. 14.2, *a* considerînd C_c ca un scurtcircuit iar C_π și C_μ ca circuite deschise.

Pe măsură ce frecvența crește dincolo de domeniul frecvențelor mijlocii, C_c rămîne un scurtcircuit, dar amplificarea începe să scadă din cauza efectelor lui C_π și C_μ. Circuitul echivalent adecvat este arătat în fig. 14.2, *b*.

Pe măsură ce frecvența scade sub domeniul frecvențelor mijlocii, tensiunea de ieșire a amplificatorului scade, din cauză că impedanța prezentată de C_c crește în comparație cu impedanțele adiacente ale circuitului. Capacitățile C_π și C_μ apăreau ca circuite deschise în domeniul frecvențelor mijlocii, deci continuă să apară astfel și în domeniul frecvențelor joase. Circuitul echivalent de joasă frecvență din fig. 14.2, *c* reflectă aceste fapte.

14.1.2. Circuite echivalente pentru TEC într-un domeniu limitat de frecvențe

Analiza precedentă, deși făcută pentru tranzistoare bipolare, este aplicabilă aproape identic amplificatoarelor cu TEC. Astfel, este posibil să utilizăm același raționament ca mai sus pentru a obține circuitele echivalente pentru un amplificator cu TEC cu un singur etaj, așa cum se arată în fig. 14.3.

În prima parte a acestui capitol ne vom concentra asupra variatelor aspecte ale problemei proiectării la joasă frecvență : cum să alegem condensatoarele de cuplaj (și mai tîrziu condensatoarele de decuplare ale emitorului și ale sursei) pentru a obține răspunsul dorit la joasă frecvență. În a doua parte a capitolului se discută metodele de analiză și proiectare asociate performanțelor de înaltă frecvență ale circuitelor cu tranzistoare. Din cauză că TEC-ul are impedanță de intrare infinită la frecvențe joase, circuitul cu TEC (fig. 14.3, *c*) este ceva mai simplu decît circuitul corespunzător cu tranzistoare bipolare (fig. 14.2, *c*). Astfel vom începe discuția proiectării cu circuitele cu TEC.

14.1.3. Alegerea lui C_c pentru amplificatorul cu TEC cu sursă comună

Pentru a găsi relațiile de proiectare pentru C_c din fig. 14.1, *b*, vom găsi mai întîi funcția de transfer de joasă frecvență V_0/V_i. Studiind fig. 14.3, *c*, găsim :

$$V_{gs} = \frac{R_b}{R_b + R_s + 1/sC_c} V_i \qquad (14.1)$$

și

$$V_o = -g_m V_{gs} R_L. \qquad (14.2)$$

Din ecuațiile (14.1) și (14.2) se obține :

$$\frac{V_o}{V_i} = -\left(\frac{R_b}{R_b + R_s}\right) g_m R_L \left[\frac{s}{s + 1/(R_b + R_s)C_c}\right]. \qquad (14.3)$$

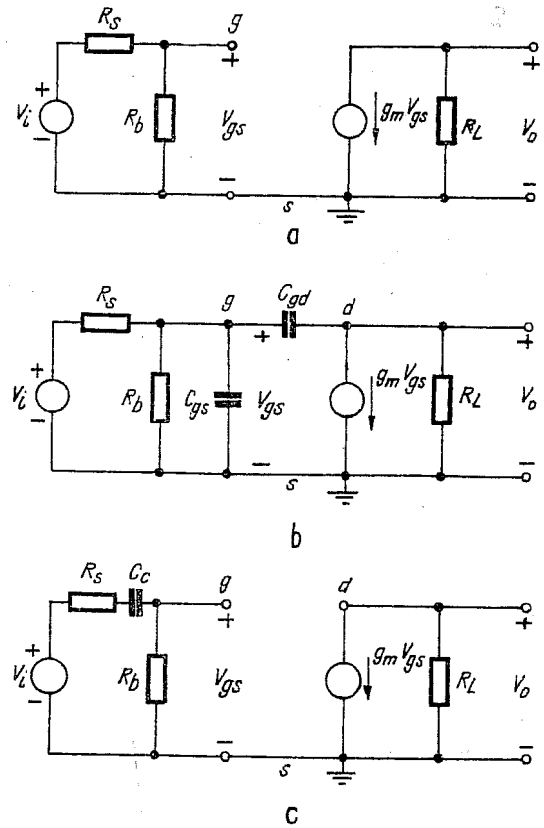


Fig. 14.3. Circuitele echivalente pentru amplificatorul cu TEC din fig. 14.1, *b*, pe diferite domenii de frecvență (în fiecare caz $R_b = R_{b1} \parallel R_{b2}$) :
a — frecvențe mijlocii ; *b* — frecvențe înalte ; *c* — frecvențe joase.

Alegerea lui C_c pentru a obține punctul de joasă frecvență de 0,707[1]) specificat este acum clară. Ecuația (14.3) are un singur pol la :

$$s_a = \frac{-1}{(R_b + R_s)\, C_c} \tag{14.4}$$

și pentru funcții cu un singur pol

$$\omega_l = |s_a|. \tag{14.5}$$

Astfel, pentru a obține o caracteristică dată la joasă frecvență, rezultă :

$$C_c = \frac{1}{\omega_l (R_b + R_s)}. \tag{14.6}$$

14.1.4. Exemplu de calcul pentru un amplificator cu sursă comună

Dorim să determinăm valoarea lui C_c din fig. 14.1, *b* astfel ca modulul amplificării de tensiune V_0/V_i să scadă la 0,707 din valoare sa de la frecvențe mijlocii, la 50 Hz. Presupunem că din datele anterioare și din calculul de polarizare găsim următorii parametri ai tranzistorului și ai rețelei :

$$R_s = 50 \text{ k}\Omega \quad g_m = 1 \text{ mS}$$

$$R_b = 500 \text{ k}\Omega \quad R_L = 100 \text{ k}\Omega.$$

Valoarea dorită pentru C_c este, din ecuația (14.6) :

$$C_c = \frac{1}{2\pi \times 50\,(500 + 50) \times 10^3} = 0{,}0058 \ \mu\text{F}.$$

Dacă dorim să trasăm caracteristica de frecvență, trebuie să calculăm amplificarea la frecvențe mijlocii, care este constanta din ecuația (14.3) :

$$A_o = \frac{V_o}{V_i} \text{ (frecvențe mijlocii)} = -\left(\frac{R_b}{R_b + R_s}\right) g_m R_L =$$

$$= -\frac{500}{550} \times 100 \times 1 = -91. \tag{14.7}$$

Diagrama de poli-zerouri și caracteristicile de frecvență ale modulului și fazei lui V_0/V_i sînt arătate în fig. 14.4, *a* și *b*. Pentru a ilustra performanțele circuitului în domeniul timpului,

[1]) Frecvența la care modulul tensiunii de ieșire a scăzut la 0,707 din valoarea sa de la frecvențe mijlocii este numită *frecvența de 0,707* sau *punctul de 0,707*, sau *frecvență de frîntură*, sau *limită a benzii*. Cu o sarcină rezistivă, puterea de ieșire a unui asemenea circuit a scăzut la această frecvență la $(0{,}707)^2 = 0{,}5$ din valoarea sa de la frecvențe mijlocii, de aceea frecvența de 0,707 mai este denumită *frecvența înjumătățirii puterii*, sau *frecvența de 3 dB*. În legătură cu această chestiune, precum și pentru calcularea funcțiilor de transfer și a frecvențelor naturale, a se vedea (14.1,2,3).

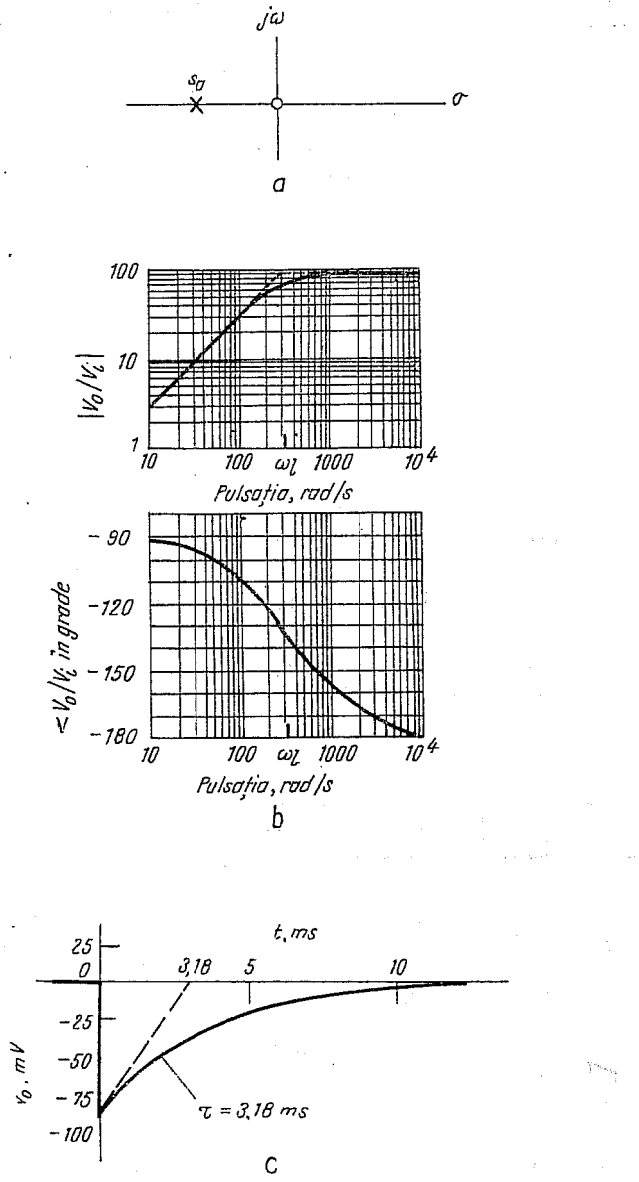


Fig. 14.4. Diagrama pol-zero (*a*), caracteristica de frecvență (*b*) și răspunsul circuitului din fig. 14.3, *c* la semnalul treaptă (*c*).

se arată în fig. 14.4, *c* răspunsul circuitului la un semnal treaptă de tensiune de 1 mV. Acest răspuns poate fi calculat prin rezolvarea ecuației diferențiale a circuitului pentru un semnal treaptă aplicat la intrare, sau prin aplicarea transformatei Laplace ecuației (14.3). Totuși, pentru această problemă simplă, cu un singur pol, răspunsul poate fi găsit prin observare. Condensatorul va apărea ca un scurtcircuit la aplicarea semnalului, astfel încît semnalul treaptă inițial de la ieșire va fi de A_0 ori semnalul treaptă de la intrare. Astfel, un semnal treaptă de intrare de 1 mV va da un semnal treaptă inițial de ieșire de -91 mV. Valoarea finală a răspunsului la ieșire va fi zero, iar constanta de timp va fi :

$$\tau = \frac{1}{|s_a|}.$$

Deci din ecuația (14 5), rezultă :

$$\tau = \frac{1}{\omega_l} = \frac{1}{314} = 3{,}18 \text{ ms}.$$

Este adeseori convenabil să măsurăm performanțele de joasă frecvență ale unui amplificator, măsurînd răspunsul la semnalul treaptă. Aceasta se face de obicei prin aplicarea unei unde dreptunghiulare de joasă frecvență, așa cum este arătat în fig. 14.5. Căderea exponențială în răspunsul la unda dreptunghiulară are o constantă de timp τ ; această cădere poate fi utilizată pentru a măsura τ, s_a și ω_l. Fig. 14.5 poate fi de asemenea utilizată pentru

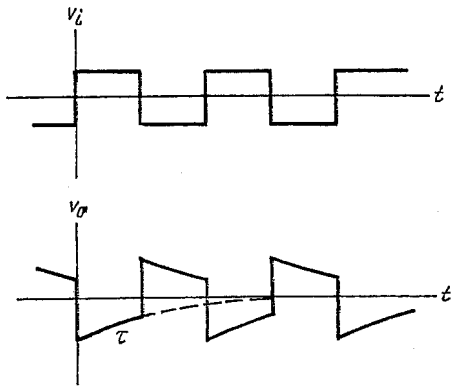


Fig. 14.5. Răspuns la unda dreptunghiulară.

a calcula valoarea conensatorului de cuplaj necesar pentru a amplifica o undă dreptunghiulară, fără a introduce o cădere a palierului superioară celei cerute (v. problema P. 14.1).

14.1.5. Alegerea lui C_c în amplificatorul cu tranzistoare bipolare

Ecuația de proiectare corespunzătoare pentru C_c în amplificatorul cu tranzistoare bipolare din fig. 14.1, *a* poate fi determinată prin calculul direct al funcției de transfer de joasă frecvență, la fel ca în § 14.1.4. Totuși, pentru a ilustra o altă tehnică de analiză, vom folosi o metodă puțin diferită. Vom determina întîi forma generală a funcției de transfer de joasă frecvență

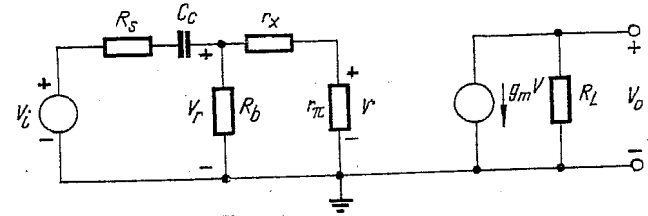


Fig. 14.6. Circuitul echivalent de semnal mic de frecvențe joase pentru circuitul din fig. 14.1,*a*.

prin observare și apoi vom calcula direct polul. Pentru a determina forma generală a funcției de transfer observăm că circuitul echivalent la joasă frecvență (fig. 14.6) are un singur condensator, deci această rețea are o singură frecvență naturală. La frecvența zero amplificarea tinde către zero pentru că C_c devine un circuit deschis (acesta este de altfel rolul său în circuit : de a separa polarizarea de curent continuu de sursa de semnal V_i). La frecvențe mai înalte (adică în domeniul frecvențelor mijlocii al circuitului complet) amplificarea rețelei este constantă. Pentru a produce o astfel de comportare asimptotică este necesară o funcție de transfer de forma :

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{A_o\, s}{s - s_b}. \tag{14.8}$$

Frecvența naturală s_b se poate determina după următoarea definiție : o frecvență naturală este acea frecvență complexă care dă naștere unei admitanțe nule măsurate între bornele oricărei părți conectate a circuitului [1]). Astfel, dacă scriem expresia admitanței totale de la bornele condensatorului C_c și o egalăm cu zero obținem :

$$s_b\, C_c + \frac{1}{R_s + R_b \,||\, (r_x + r_\pi)} = 0.$$

[1]) Termenul „*conectat*" este necesar aici din cauza existenței părților *separate* ale circuitului. În fig. 14.6, de exemplu, generatorul $g_m V$ și R_L formează o parte separată, deoarece în acest circuit echivalentele nu sînt cuplate cu intrarea circuitului. Astfel, frecvența naturală datorită lui C_c nu poate fi calculată anulînd admitanța la bornele lui R_L.

Rezolvînd această ecuație obținem frecvența naturală :

$$s_b = -\frac{1}{C_c\,[R_s + R_b \,||\, (r_x + r_\pi)]}. \tag{14.9}$$

Din cauză că avem o funcție de transfer cu un singur pol, ω_l este egal cu $|s_b|$; deci, din ecuația (14.9), ecuatia de proiectare pentru C_c pentru a produce un punct 0,707 de joasă frecvență ω_l este :

$$C_c = \frac{1}{\omega_l\,[R_s + R_b \,||\, (r_x + r_\pi)]}, \tag{14.10}$$

Pentru determinarea funcției de transfer de joasă frecvență, trebuie calculată constanta A_o din ecuația (14.8). Din această ecuație rezultă că A_o este amplificarea în tensiune a rețelei la o frecvență suficient de înaltă astfel ca $|s|$ să fie mult mai mare decît $|s_b|$, sau cu alte cuvinte, la o frecvență la care C_c este un scurtcircuit. Astfel A_o este chiar amplificarea în tensiune la frecvențe mijlocii a circuitului original. Considerînd circuitul echivalent Thévenin pentru V_i, R_s și R_b cu C_c scurtcircuitat, se găsește :

$$A_o = \frac{V_o}{V_i}\,(\text{frecvențe mijlocii}) = -\left(\frac{R_b}{R_b + R_s}\right)\left(\frac{r_\pi}{r_x + r_\pi + R_b \,||\, R_s}\right) g_m R_L. \tag{14.11}$$

Substituirea ecuațiilor (14.9) și (14.11) în ecuația (14.8) conduce la expresia completă a amplificării în tensiune pentru circuitul din fig. 14.6 (v. problema P. 14.2).

Pentru că acest circuit este similar cu TEC din § 14.1.3 și 14.1.4, calculele numerice au fost date ca problemă (v. problema P.14.3).

14.2. DECUPLAREA EMITOR — SAU SURSĂ — MASĂ PRIN CONDENSATOR

Așa cum am văzut în cap. 13, este adeseori necesar să adăugăm un rezistor în serie cu emitorul unui tranzistor (sau cu sursa unui TEC) pentru a obține o stabilizare satisfăcătoare a polarizării. Dacă sînt disponibile atît surse pozitive cît și negative, atunci se utilizează schema din fig. 14.7, *a*. Un astfel de circuit este convenabil în particular pentru amplificatoarele cu circuite acordate *LC* la intrare și ieșire (v. de exemplu, fig. 17.7 și fig. 17.15). Condensatorul de decuplare a emitorului C_c este necesar

într-un astfel de circuit pentru a oferi o cale de joasă impedanță de la emitor la masă. Dacă C_e nu ar fi prezent, curenții de semnal ar trece prin R_s și ar rezulta o reducere apreciabilă a amplificării de tensiune, așa cum am văzut în § 11.5.3 (v. problema P. 14.4).

14.2.1. Calculul condensatorului de decuplare pentru amplificatorul cu tranzistoare bipolare

Pentru a găsi ecuația de proiectare care dă pe C_e în funcție de punctul de 0,707 de joasă frecvență dorit, vom calcula amplificarea de tensiune V_o/V_i pentru circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență al circuitului (fig. 14.7, *b*). Forma generală a acestei funcții de transfer poate fi găsită observînd că circuitul are numai o frecvență naturală și amplificare constantă finită atît la frecvențe joase cît și la frecvențe înalte. Aceste condiții cer o funcție de transfer de forma :

$$\frac{V_o}{V_i} = A_o\,\frac{s - s_c}{s - s_d}. \tag{14.12}$$

Urmînd procedeul arătat în paragraful precedent, se găsește frecvența naturală a circuitului, prin căutarea admitanței totale între cele două borne ale lui C_e. Vom calcula la început rezistența totală R_T care apare în paralel cu C_e. Pentru un astfel de calcul se folosește circuitul din fig. 14.8. Compararea acestei figuri cu fig. 11.13 din § 11.5.2 arată că rezistența R_T este tocmai rezistența de ieșire echivalentă Thévenin a circuitului cu colector comun (prezența lui R_L nu afectează calculele). Astfel R_T este :

$$R_T = R_e \,||\left(\frac{(r_x + r_\pi + R_s}{\beta_o + 1)}\right). \tag{14.13}$$

Expresia admitanței este :

$$sC_e + \frac{1}{R_T} = 0.$$

Rezultă că frecvența naturală este :

$$s_d = -\frac{1}{C_e R_T}. \tag{14.14}$$

Zero-ul din ecuația (14.12) va apărea la o frecvență la care admitanța între emitor și masă din fig. 14.7, *b* tinde la zero, pentru că la o admitanță zero

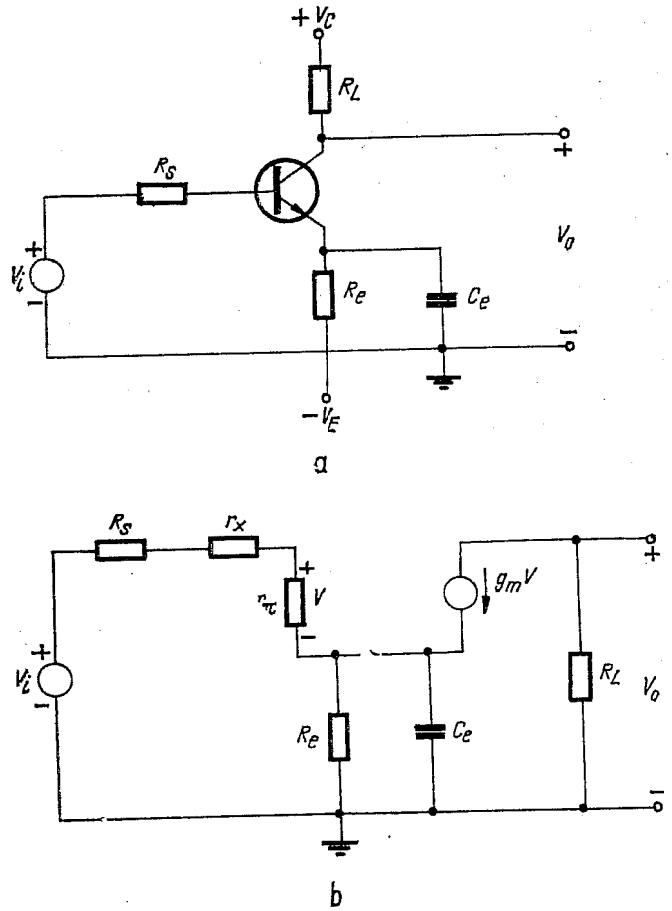


Fig. 14.7. Amplificator cu un singur etaj cu tranzistor bipolar polarizat cu două surse :
a — schema ; *b* — circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență.

între emitor și masă nu este posibil să intre curent în bază. Astfel se scrie ecuația admitanței :

$$\frac{1}{R_e} + sC_e = 0. \tag{14.15}$$

Deci zero-ul apare la frecvența :

$$s_0 = -\frac{1}{R_e C_e} \tag{14.16}$$

(v. problema P14.5). Expresia completă a amplificării de tensiune este, din ecuațiile (14.14) și (14.16) :

$$\frac{V_0}{V_i} = A_0 \frac{s + 1/R_e C_e}{s + 1/R_T C_e}, \tag{14.17}$$

unde amplificarea la frecvențe mijlocii A_0 este, prin examinarea fig. 14.7, *b* cu C_e scurtcircuitat,

$$A_0 = -\frac{r_\pi}{R_s + r_x + r_\pi} g_m R_L \tag{14.18}$$

(v. problema P. 14.6).

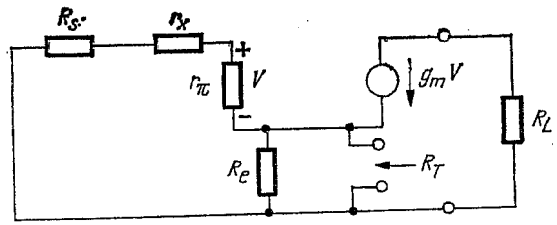


Fig. 14.8. Circuit pentru calculul rezistenței echivalente Thévenin, în paralel cu C_e.

Pentru că această funcție de transfer are atît un pol cît și un zero, formula generală, care dă valoarea lui C_e pentru a realiza o valoare dată pentru ω_i, este ceva mai complicată decît expresia condensatorului de cuplaj calculată în § 15.1.5. De observat, totuși, că polul din ecuația (14.17) va avea întotdeauna o frecvență mai înaltă decît zero-ul de un număr de ori egal cu R_e/R_T. Dacă acest factor este mai mare decît 7 sau 8, frecvența de 0,707 va fi determinată în principal de pol, astfel că :

$$\omega_i = |s_\infty|. \tag{14.19}$$

Rezultă, din ecuația 14.14 :

$$C_e \approx \frac{1}{\omega_i R_T}. \tag{14.20}$$

14.2.2. Exemplu de calcul pentru un amplificator cu emitor comun

Să calculăm valoarea condensatorului de decuplare necesar pentru a realiza o frecvență de 0,707 de 50 Hz pentru circuitul din fig. 14.7. Se presupune că din condiții de amplificare și polarizare în curent continuu avem următoarele valori pentru tranzistor și rețea :

$$R_L = 910\,\Omega \qquad r_x = 100\,\Omega$$

$$R_s = 1\,\text{k}\Omega \qquad r_\pi = 400\,\Omega$$

$$R_b = 10\text{k}\,\Omega \qquad g_m = 0{,}1\ \text{S}$$

$$R_e = 0{,}3\ \text{k}\Omega.$$

Pentru că în acest exemplu

$$R_T = 0{,}3 \parallel \frac{0{,}1 + 0{,}4 + 1}{40 + 1} = 0{,}033\,\text{k}\Omega$$

polul din ecuația (14.17) va fi mai depărtat decît zero-ul printr-un factor

$$\frac{s_d}{s_c} = \frac{R_e}{R_T} = \frac{0{,}3}{0{,}033} = 9{,}2.$$

Astfel frecvența de 0,707 va fi influența foarte puțin de zero și se poate utiliza ecuația (14.20) pentru a găsi pe C_e :

$$C_e = \frac{1}{2\pi \times 50 \times 33} = 96\,\mu\text{F}.$$

Din ecuația (14.16) zero-ul este :

$$s_c = -\frac{1}{0{,}3 \times 96} = -\,0{,}035\ (\text{ms})^{-1}.$$

Pentru a trasa caracteristica de frecvență și răspunsul la semnalul treaptă avem nevoie de amplificarea la frecvențe mijlocii și de amplificarea în curent continuu. Amplificarea la frecvențe mijlocii A_0 este, din ecuația (14.18) :

$$A_o = \frac{-\,0{,}4}{0{,}1 + 0{,}4 + 1}\,(100 \times 0{,}91) = -\,24{,}3.$$

Amplificarea la frecvența zero poate fi calculată direct din rețeaua din fig. 14.7, *b* considerînd C_e egală cu zero (v. problema P. 14.4). Altfel ea poate fi calculată din ecuația (14.17) punînd $s = 0$. În orice caz,

$$\frac{V_o}{V_i} = A_o \frac{R_T}{R_e} = -\,\frac{g_m r_\pi R_L}{r_x + r_\pi + R_e(1 + \beta_o) + R_s} = -\,\frac{40 \times 0{,}91}{1{,}5 + 0{,}3 \times 41} = -\,2{,}64. \tag{14.21}$$

(Compararea acestei valori cu amplificarea la frecvențe mijlocii de $-24{,}3$ arată clar scăderea amplificării care ar rezulta dacă rezistorul din emitor nu ar fi decuplat). Diagrama poli-zerouri și caracteristica de frecvență a rețelei este arătată în fig. 14.9, *a* și 14.9, *b*.

Răspunsul rețelei la un semnal treaptă unitate poate fi calculat prin metoda discutată în §14.1.4. Presupunînd un semnal treaptă de intrare de 1mV,tensiunea de ieșire va fi inițial de $-24{,}3$ mV. Din cauză că rețeaua are amplificarea în curent continuu $-2{,}64$, valoarea finală a răspunsului va fi $-2{,}64$ mV. Constanta de timp de cădere este

$$\tau = \frac{1}{|s_d|} = 3{,}18\ \text{ms}$$

Răspunsul la semnalul treaptă este trasat în fig, 14.9, *c* (v. problema P. 14.7).

14.2.3. Decuplarea sursă-masă prin condensator

O schemă tipică de polarizare cu două surse de tensiune pentru un circuit cu TEC este arătată în fig. 14.10, *a*. Condensatorul de decuplare constituie o cale de mică impedanță de la sursă la masă, pentru a mări amplificarea la frecvențe mijlocii. Circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență este arătat în fig. 14.10, *b*. Se observă similaritatea cu fig. 14.7, *b* : singura diferență este că r_π și r_x lipsesc din circuitul cu TEC. Găsirea funcției de transfer V_o/V_i este lăsată pe seama cititorului (v. problema P. 14.8) : noi vom obține aici rezultatul făcînd ca r_π să tindă către infinit, iar r_x către zero în ecuațiile din § 14.2.1. Astfel, funcția de transfer de joasă frecvență este :

$$\frac{V_o}{V_i} = A_o \frac{s + 1/R_e C_e}{s + 1/R_T C_e}, \tag{14.22}$$

unde

$$R_T = \frac{1}{G_e + g_m} = R_e \parallel g_m^{-1}\ ; \tag{14.23}$$

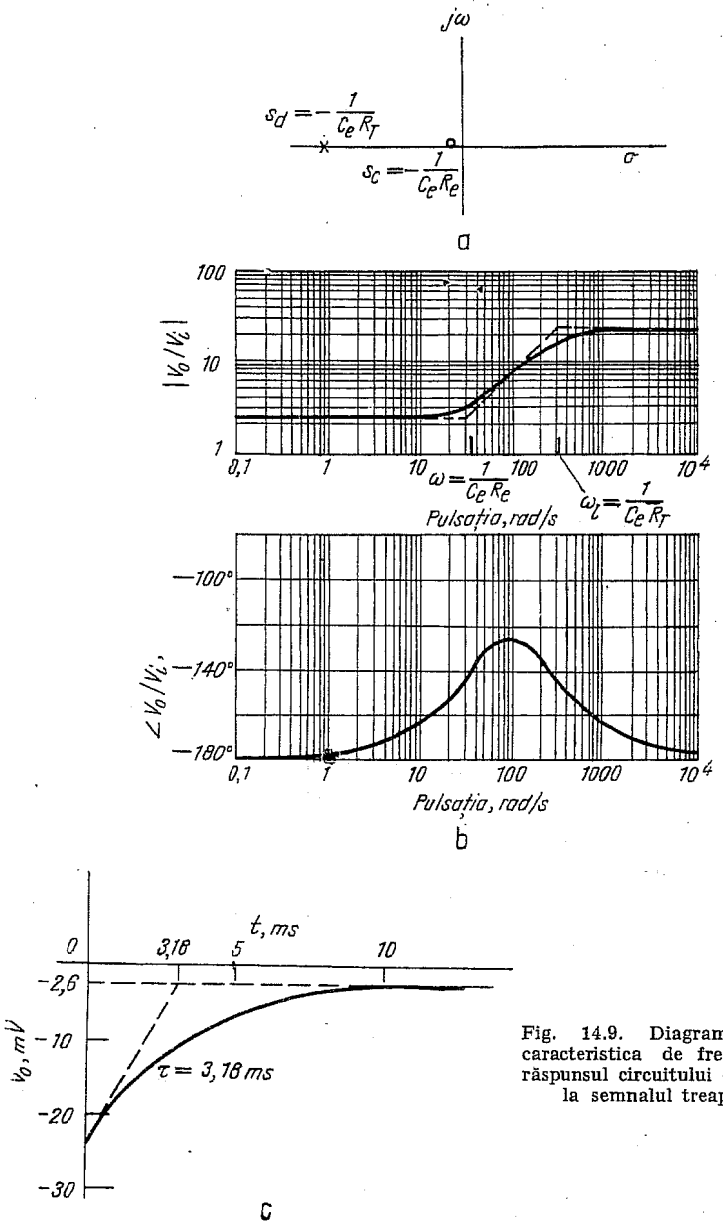


Fig. 14.9. Diagrama pol-zero(*a*), caracteristica de frecvență (*b*) și răspunsul circuitului din fig. 14.7, *b* la semnalul treaptă (*c*).

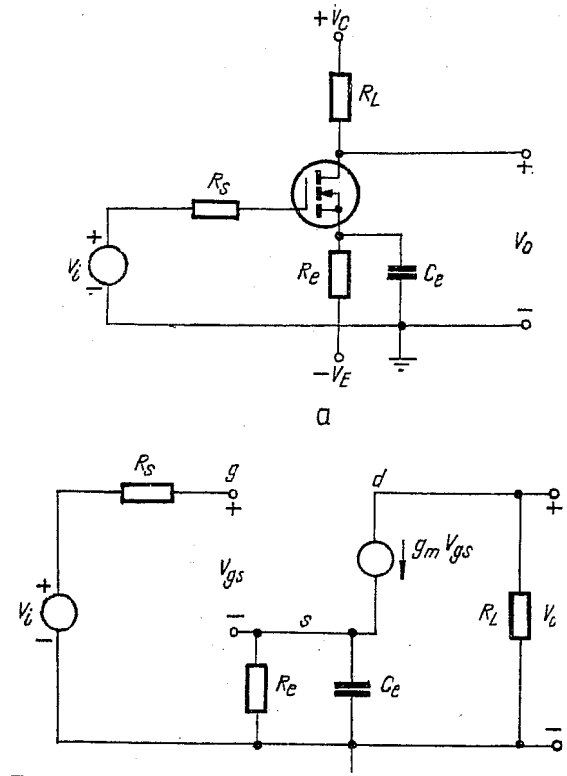


Fig. 14.10. Amplificator cu un singur etaj cu TEC cu două surse de alimentare:
a – schema; *b* – circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență.

$$G_e = 1/R_e \text{ și}$$
$$A_o = -g_m R_L. \qquad (14.24)$$

Cu excepția schimbărilor din R_T și A_o, problema proiectării este similară celei discutate în § 14.2.2, deci nu se va repeta aici (v. problema P.14.9).

14.3. CIRCUITE DE POLARIZARE CU CONDENSATOARE DE CUPLAJ ȘI DE DECUPLARE

Cele mai multe amplificatoare cu un singur etaj sînt alimentate de la o singură sursă. Astfel de scheme de polarizare bine stabilizate, care cuprind un rezistor R_e în emitor (sau în sursă), impun atît un condensator de

cuplaj cît și (pentru amplificare ridicată) un condensator de decuplare, așa cum se arată în fig. 14.11. Chiar dacă neglijăm efectele dinamice ale tranzistorului, presupunînd un domeniu de frecvențe mijlocii de două decade, proiectarea este ceva mai complicată decît mai înainte, deoarece

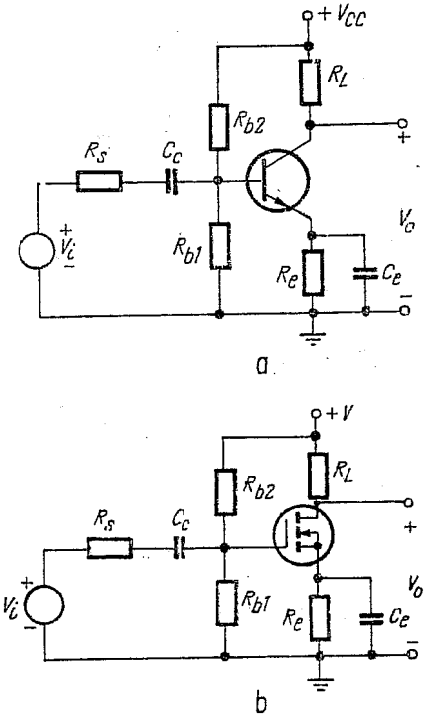


Fig. 11.11. Amplificatoare tipice cu un singur etaj cu condensator de cuplaj C_c și de decuplare C_e :
a — cu tranzistor bipolar *npn*; *b* — cu TECMOS cu canal n.

în general, frecvența de 0,707 pentru V_o/V_i va fi o funcție atît de C_e cît și de C_c. Totuși este o problemă destul de simplă să facem proiectarea astfel ca numai C_e sau C_c să determine valoarea lui ω_1. Deși circuitul care rezultă nu este întotdeauna optim din punct de vedere economic, el este satisfăcător și simplu (dacă prețul este considerentul dominant, atunci se vor dovedi probabil mai economice alte metode complet diferite pentru problema polarizării, ca cele discutate în § 16.1.4.).

14.3.1. Alegerea lui C_c și C_e pentru un amplificator cu TEC

Circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență pentru amplificatorul cu TEC cu sursă comună din fig. 14.11, *b* este arătat în fig. 14.12. Ca și în exemplul mai simplu cu un singur condensator, discutat mai sus, vom porni discuția proiectării cu calcularea funcției de transfer V_o/V_i. Această funcție are doi poli din cauza prezenței a două elemente independente de înmagazinare a energiei, condensatorul C_c introducînd un zero la frecvența zero. La frecvențe „înalte", amplificarea în tensiune este constantă. Pentru a se încadra în aceste condiții, funcția de transfer trebuie să aibă două zerouri corespunzător celor doi poli :

$$\frac{V_o}{V_i} = A_0 \frac{s\,(s - s_e)}{(s - s_1)\,(s - s_2)} \tag{14.25}$$

Din cauză că TEC-ul la frecvențe joase are rezistență de intrare infinită, circuitul din fig. 14.12 se divide în două subcircuite care nu interacționează între ele. Iată de ce, cînd calculăm frecvențele naturale pentru a

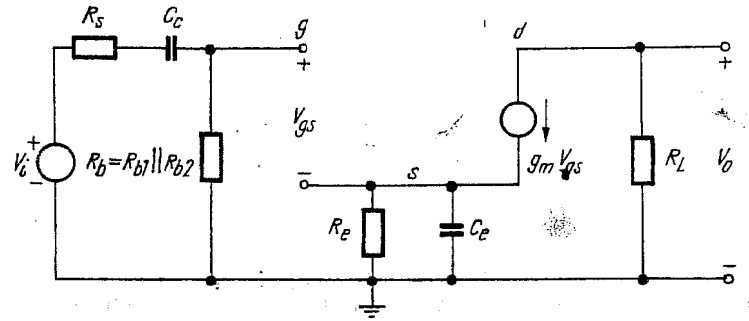


Fig. 14.12 Circuitul echivalent de semnal mic pentru amplificatorul cu TEC din fig. 14.11, b.

obține zeroul admitanței de la bornele lui C_c, aici nu se vede alt circuit conținînd pe C_e și invers. Deci calculele pentru frecvența naturală sînt în acest caz identice cu cele asociate fig. 14.3, *c* și 14.10, *b*. Adică :

$$s_1 = -\frac{1}{(R_b + R_s)\,C_c} \tag{14.26}$$

$$s_2 = -\frac{G_e + g_m}{C_e}\,. \tag{14.27}$$

De asemenea, zeroul trebuie să fie același ca mai înainte :

$$s_e = -\frac{1}{R_e\, C_e}. \tag{14.28}$$

Sînt multe căi pentru alegerea condensatoarelor din acest circuit pentru o frecvență de 0,707 specificată, dar poate cea mai simplă (deși probabil nu cea mai economică), este de a alege C_c și C_e astfel ca polul datorat lui C_c să fie *polul dominant de joasă frecvență*. Sîntem liberi să facem aceasta deoarece impunînd numai ω_l, nu se specifică complet cele două elemente necunoscute C_c și C_e. Astfel, putem să adăugăm o altă constrîngere. aceea ca s_f să fie dominant. Deci, din ecuația (14.26) se obține :

$$C_c = \frac{1}{\omega_l\,(R_s + R_b)}. \tag{14.29}$$

Apoi alegem C_e astfel ca s_g să fie de cel puțin 10 ori mai mic decît s_f. Deci :

$$|s_g| = \frac{|s_f|}{10} = \frac{\omega_l}{10}.$$

Acum, din ecuația (14.27), rezultă :

$$C_e = \frac{10}{\omega_l}\,(G_e + g_m). \tag{14.30}$$

Compararea ecuațiilor (14.27) și (14.28) indică că zeroul are loc întotdeauna la o frecvență mai joasă decît s_g de un număr de ori egal cu $G_e/(G_e + g_m)$, astfel încît această proiectare asigură o cădere datorată unui singur pol la ω_l, neafectată de zeroul sau polul datorat lui C_e.

Dacă dorim funcția de transfer completă V_0/V_i, atunci se vede din (14.25) că singura constantă încă neevaluată este A_0. Aceasta este tocmai amplificarea la frecvențe mijlocii :

$$A_o = -\frac{R_b}{R_b + R_s}\, g_m R_L. \tag{14.31}$$

Astfel, expresia completă a amplificării de joasă frecvență poate fi găsită înlocuind ecuațiile (14.26), (14.27), (14.28) și (14.31) în ecuația (14.25) (v. problema P. 14.10).

14.3.2. Alegerea lui C_c și C_e pentru un amplificator cu tranzistor bipolar cu emitor comun

Circuitul echivalent de semnal mic de joasă frecvență pentru un amplificator cu un singur etaj cu emitor comun (fig. 14.11, *a*) este arătat în fig. 14.13. Ca și în circuitul corespunzător cu TEC, rețeaua are două frecvențe naturale, dar spre deosebire de circuitul anterior, aici condensatoarele interacționează. Dacă încercăm să găsim frecvențele naturale prin căutarea unui zero al admitanței în lungul unui element oarecare, se obține o ecuație de gradul doi în C_c și C_e. Astfel, cele două rădăcini ale ecuației (cele două frecvențe naturale) sînt fiecare dependente atît de C_e cît și de C_c. Analiza și proiectarea acestui caz general este amînată pentru următorul capitol unde se vor trata metodele corespunzătoare unor rețele complexe cu capacități care interacționează (v. problema P. 15.20).

Este posibilă totuși introducerea unei proiectări plauzibile în cadrul acestui capitol, care este folosită, deși nu este optimă. Această proiectare se bazează pe faptul că specificînd numai frecvența joasă de tăiere ω_l, nu se determină univoc cele două elemente necunoscute C_e și C_c. Astfel,

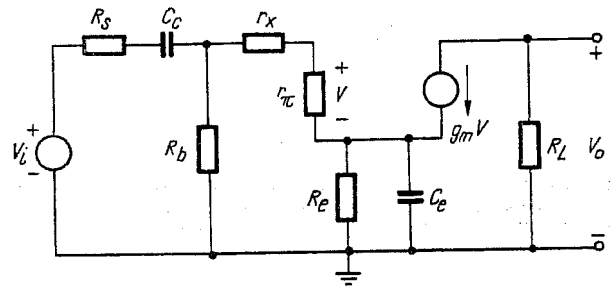


Fig. 14.13. Circuitul echivalent de semnal mic pentru amplificatorul cu tranzistor bipolar din fig. 14.11,*a*.

avem libertatea de a adăuga o condiție suplimentară. Este clar că proiectarea va fi simplificată dacă impunem ca ω_l să depindă în primul rînd de unul din cele două condensatoare.

O condiție simplificatoare corespunzătoare este sugerată de calculele din § 14.1.5 și 14.2.1. Dacă, de exemplu, facem pe C_e foarte mare, îl putem considera în vecinătatea lui ω_l ca pe un scurtcircuit. În aceste condiții căderea amplificării este determinată numai de C_c și se aplică proiectarea din § 14.1.5. Pe de altă parte, dacă facem C_c foarte mare, căderea va fi determinată numai de C_e și se aplică metoda de proiectare descrisă în § 14.2.1. Chestiunea este, cît de mare trebuie să fie un condensator ca să fie „foarte mare"? În cadrul acestei metode de proiectare putem calcula atît pe C_e cît și pe C_c în ipoteza că celălalt condensator

este foarte mare și apoi, în mod arbitrar, vom face unul din condensatoare de zece ori mai mare decît valoarea calculată, pentru a satisface condiția de „celălalt condensator foarte mare". Dacă se urmează un asemenea procedeu, funcția de transfer de joasă frecvență va avea o singură frecvență naturală dominantă:

$$|s| \approx \omega_l.$$

Această metodă de proiectare este ilustrată în următorul exemplu.

14.3.3. Exemplu

Să se aleagă valori corespunzătoare pentru C_c și C_e în fig. 14.13 pentru a obține o funcțiune de transfer V_o/V_i cu punctul de 0,707 la 50 Hz. Se presupun date: R_s=1 kΩ, R_e= = 0,3 kΩ și R_b = 10 kΩ. Tensiunea de alimentare va fi suficientă pentru a asigura un punct static de funcționare I_C= 2,5 mA, V_{CE} = 5 V. În acest punct $\beta_0 = 40$ și $r_x = 100$ Ω. Pe baza datelor tranzistorului de mai sus:

$$g_m = \frac{2{,}5}{25} = 0{,}1 \text{ S}$$

$$r_\pi = \frac{\beta_0}{g_m} = 400 \ \Omega$$

$$r_x = 100 \ \Omega.$$

Printr-o simplă coincidență, acestea sînt aceleași valori numerice cu cele utilizate în § 14.2.2. Astfel, știm că dacă condensatorul C_c ar fi „foarte mare", C_e ar trebui să fie de 96 μF pentru a asigura punctul de 0,707 la 50 Hz. Dacă C_e ar fi „foarte mare"; atunci din § 14.1.5, ecuația 14.10 devine:

$$C_c = \frac{1}{2\pi \times 50 \ [1 + 10 \,||\, (0{,}1 + 0{,}4)] \times 10^3} = 2.16 \ \mu\text{F}.$$

Urmînd calea de proiectare trasată mai sus, vom face acum unul din aceste condensatoare de 10 ori mai mare pentru a satisface condiția de „celălalt condensator foarte mare". Este clar, atît din punct de vedere al valorilor cît și al economicității, că ar trebui crescut condensatorul mai mic. Deci valorile finale ale condensatoarelor sînt:

$$C_c = 22 \ \mu\text{F} \approx 20 \ \mu\text{F}$$

$$C_e = 96 \ \mu\text{F} \approx 100 \ \mu\text{F}.$$

Polul dominant la joasă frecvență va fi determinat în primul rînd de condensatorul C_e și va avea valoarea:

$$s_c \approx -\omega_l = -50 \times 2\pi = -314 \ \text{s}^{-1}.$$

14.4. ALEGEREA LUI C_c ȘI C_e PENTRU ALTE SCHEME DE CIRCUIT

14.4.1. Circuit cu bază comună

Așa cum am văzut în § 13.7.1, circuitul de polarizare cu o singură sursă de alimentare pentru tranzistorul cu baza comună (fig. 14.14) este identic din punct de vedere topologic cu rețeaua de polarizare în montaj emitor comun cu rezistor în emitor. Deși condensatoarele de cuplaj și de decuplare sînt diferit localizate față de cazul anterior (a se compara fig. 14.14 cu fig. 14.11, *a*) metoda de proiectare descrisă în § 14.3.2 poate fi adoptată pentru circuitul cu baza comună. Astfel, se poate calcula valoarea lui C_c necesară caracteristicii de joasă frecvență pe baza că C_b este suficient de mare pentru a nu influența calculele. Apoi se poate calcula C_b în ipoteza că C_c este mare. Așa cum se poate ușor verifica (v. problema P.14.11), relațiile corespunzătoare, sînt:

$$C_c = \frac{1}{\omega_l \left(R_s + R_e \,\Big\|\, \dfrac{r_x + r_\pi}{\beta_o + 1} \right)} \tag{14.32}$$

$$C_b = \frac{1}{\omega_l \{R_b \,||\, [r_x + r_\pi + (R_s \,||\, R_e)(\beta_o + 1)]\}}. \tag{14.33}$$

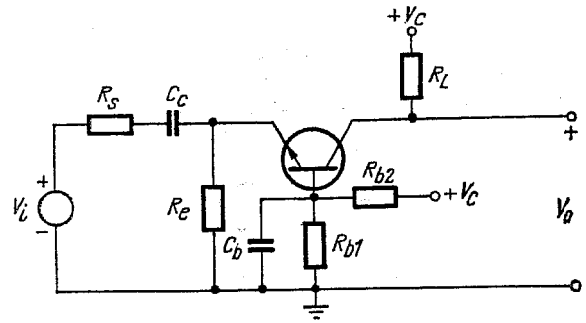


Fig. 14.14. Rețea cu polarizare pentru un amplificator cu baza comună.

În final, se mărește fie C_c, fie C_b de 10 ori față de valoarea calculată în ecuația (14.32) sau (14.33) pentru a satisface condiția de „celălalt condensator foarte mare".

14.4.2. Circuite „repetoare"

Repetorul pe sursă și repetorul pe emitor cu un singur etaj necesită un condensator de cuplaj dar nu și unul de decuplare, așa cum se poate vedea din fig. 14.15. Metoda alegerii lui C_c pentru aceste circuite este

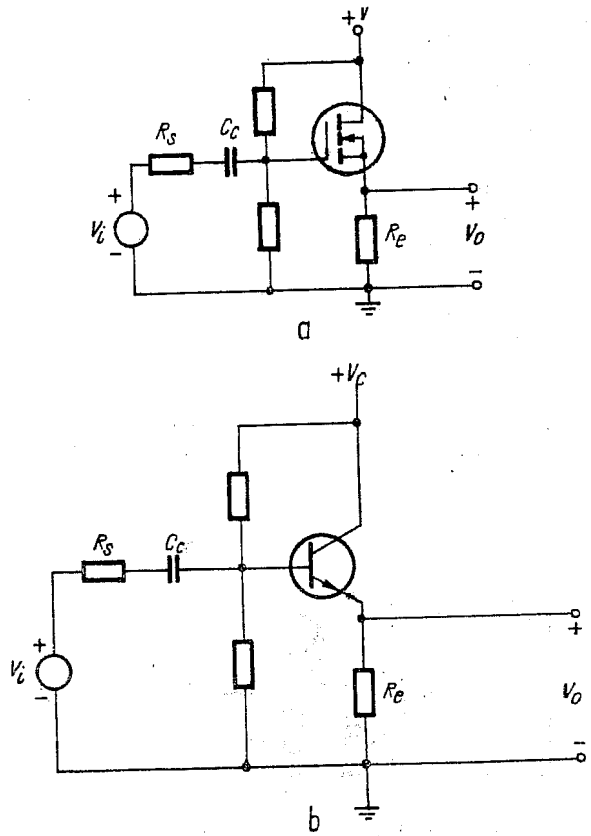


Fig. 14.15. Rețele de polarizare pentru circuite „repetoare":
a — repetor pe sursă cu TEC; *b* — repetor pe emitor cu tranzistor bipolar.

principial identică cu cea discutată în § 14.13 și 14.15 (v. problemele P. 14.12 și P. 14.13).

14.5. PERFORMANȚELE DE ÎNALTĂ FRECVENȚĂ ALE AMPLIFICATOARELOR CU EMITOR COMUN

Ne vom întoarce acum la cel de al doilea țel major al acestui capitol — studiul comportării la înaltă frecvență a amplificatoarelor cu un singur etaj. Am observat în paragrafele precedente că limitarea caracteristicii la joasă frecvență a unui asemenea amplificator este dată de valorile condensatoarelor de cuplaj și de decuplare și nu de tranzistor. De fapt, am văzut în § 7.4.2 că răspunsul poate fi extins pînă la frecvența zero printr-o tehnică diferențială corespunzătoare, de a separa semnalul de tensiunile datorate surselor de alimentare. La frecvențe înalte, caracteristica este limitată nu numai de elementele circuitului exterior, ci și de dinamica tranzistorului, reprezentată în circuitele echivalente de semnal mic de capacitățile C_π și C_μ, sau C_{gs} și C_{gd}. Cu tranzistoare moderne, amplificatoarele cu un singur etaj pot fi construite pe un domeniu de frecvențe foarte larg: de la zero pînă la 50 MHz.

14.5.1. Funcția de transfer

Pentru a studia comportarea la înaltă frecvență a circuitelor cu tranzistoare, vom calcula întîi funcția de transfer E_o/E_i la frecvențe înalte pentru amplificatorul cu un singur etaj cu emitor comun, prezentat în fig. 14.16, *a*. Apoi vom introduce o aproximare care simplifică mult analiza și proiectarea unui singur etaj.

S-a arătat deja în § 14.1.1 că un circuit echivalent corespunzător de semnal mic pentru analiza frecvențelor înalte poate fi obținut presupunînd condensatoarele de cuplaj și de decuplare niște scurtcircuite. Un astfel de circuit este arătat în fig. 14.16, *b* (s-a presupus pentru simplificare că $R_b = R_{b1} || R_{b2}$ este mult mai mare decît $r_x + r_\pi$ sau R_s și astfel poate fi neglijată). O analiză rapidă ne arată că sînt mult mai puține noduri decît bucle în circuitul echivalent; va fi folosită deci analiza pe noduri împreună cu calculul în admitanțe ($g_\pi = 1/r_\pi$ etc). Pentru a simplifica și mai departe analiza, rezistoarele R_s și r_x sînt combinate într-un singur rezistor:

$$R'_s = \frac{1}{G'_s} = R_s + r_x. \tag{14.34}$$

Relația de curenți a lui Kirchhoff pentru nodul V dă:

$$E_i G'_s = [G'_s + g_\pi + s\,(C_\pi + C_\mu)]\,V - sC_\mu E_0. \tag{14.35 a}$$

Pentru nodul E_0,

$$0 = (g_m - sC_\mu)\ V + (G_L + sC_\mu)E_0. \qquad (14.35\ b)$$

Rezolvînd ecuațiile (14.35) prin regula lui Cramer, se găsește:

$$\frac{E_0}{E_i} = -\frac{G'_s(g_m - sC_\mu)}{[G'_s+g_\pi+s(C_\pi+C_\mu)](G_L+sC_\mu) + sC_\mu(g_m-sC_\mu)}. \qquad (14.36)$$

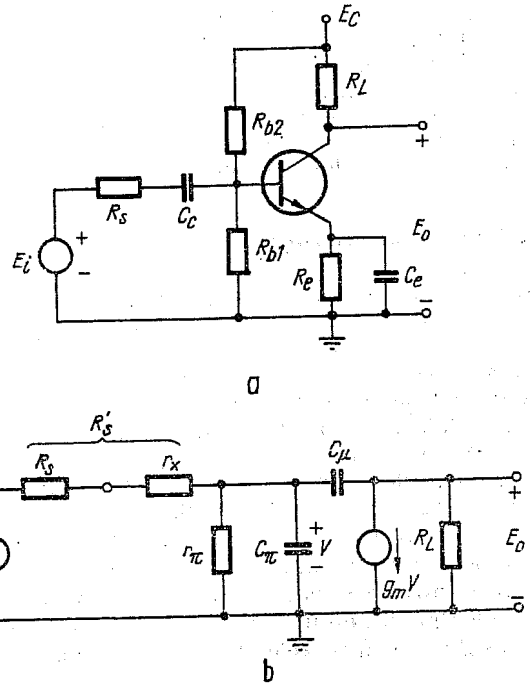


Fig. 14.16. Amplificator cu un singur etaj cu tranzistor bipolar:
a – schemă; *b* – circuitul echivalent de semnal mic de înaltă frecvență.

Prin multiplicarea numărătorului și numitorului cu R_L, desfacerea parantezelor numitorului și ordonarea după puterile crescătoare ale lui s, se obține:

$$\frac{E_0}{E_i} = \frac{G'_s R_L(g_m - sC_\mu)}{G'_s+g_\pi+s\,[C_\pi+C_\mu+C_\mu R_L\,(g_m+g_\pi+G'_s)] + s^2C_\pi C_\mu R_L}. \qquad (14.37)$$

Această funcție de transfer are un zero în semiplanul drept la:

$$s_z = \frac{g_m}{C_\mu} \qquad (14.38)$$

corespunzînd frecvenței la care curentul care circulă prin C_μ este egal cu curentul de la generatorul de curent $g_m V$ din nodul de ieșire. Se poate vedea de asemenea din ecuația (14.37) că, așa cum era de așteptat, funcția de transfer are doi poli. Acești poli sînt în semiplanul stîng din cauză că coeficienții numitorului sînt toți de același semn.

14.5.2. Aproximația cu un singur pol

Reamintim din § 11.4.1 că există o limitare fundamentală asupra domeniului de valabilitate al modelului π - hibrid:

$$\omega << \frac{2D_b}{W^2} = \frac{g_m}{C_b}.$$

Comparînd această ecuație cu cea pentru ω_T

$$\omega_T = \frac{g_m}{C_\pi + C_\mu} \qquad (14.39)$$

tragem concluzia că modelul este valabil numai pentru frecvențe mult mai mici decît ω_T. Dacă impunem această restricție, din ecuația (14.39) rezultă:

$$|sC_\pi| << g_m \qquad (14.40)$$

$$|sC_\mu| << g_m. \qquad (14.41)$$

Pe baza ecuației (14.40) se obține:

$$|s^2C_\pi C_\mu R_L| << |sC_\mu g_m R_L|.$$

Deci termenul în s^2 din numitorul ecuației (14.37) poate fi neglijat. Mai departe, pe baza ecuației (14.41) se poate neglija de asemenea, termenul sC_μ de la numărător. Astfel, ecuația (14.37) se reduce la o expresie cu un singur pol:

$$\frac{E_0}{E_i} = -\frac{G'_s g_m R_L}{G'_s + g_\pi + s\,[C_\pi + C_\mu + C_\mu R_L(g_m + g_\pi + G'_s)]}. \qquad (14.43)$$

Se poate arăta că polul care a fost neglijat este totdeauna mai mare în modul decît ω_T (v. problema P. 14.14).

Dacă observăm că

$$\beta_0 = \frac{g_m}{g_\pi} \tag{14.44}$$

g_π poate fi totdeauna neglijat față de g_m presupunînd valori obișnuite ale lui β_0. Pe această bază, ecuația (14.43) se reduce la:

$$\frac{E_0}{E_i} = -\frac{G'_s R_L g_m}{G'_s + g_\pi + s\{C_\pi + C_\mu[1 + (g_m + G'_s)R_L]\}}. \tag{14.45}$$

Aceste calcule nu și-ar fi găsit justificarea, dacă ecuația (14.15) nu ar putea fi interpretată ca reprezentare a unui circuit simplu. În acest scop, este de observat că termenul numitorului $sC_\mu\,[1 + (g_m + G'_s)R_L]$ se adaugă direct la sC_π. Astfel, se poate găsi un circuit echivalent în care capacitatea C_π apare în paralel cu capacitatea $C_\mu\,[1 + (g_m + G'_s)R_L]$.

Circuitul echivalent bazat pe acest concept este arătat în fig. 14.17 și un calcul rapid va arăta că circuitul are funcția directă de transfer chiar cea din ecuația (14.45) (v. problema P. 14.15). Calculele pentru funcția de transfer și impedanța de intrare, utilizînd acest circuit, sînt simple întrucît circuitul este unilateral.

Din analiza unui amplificator simplu cu emitor comun cu sursă și sarcină rezistivă se pot trage cîteva concluzii importante.

1. În limitele de frecvență utilizate în deducerea ecuației (14.45), tranzistorul cu sarcină rezistivă poate fi înlocuit cu un circuit unilateral, avînd o singură capacitate C_t, unde:

$$C_t = C_\pi + C_\mu[1 + (g_m + G'_s)R_L], \tag{14.46}$$

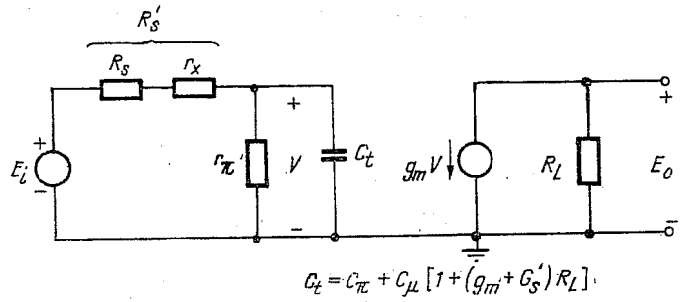


Fig. 14.17. Circuit de interpretare a aproximației cu un singur pol.

așa cum se arată în fig. 14.17. Este important de observat că acesta nu este un model de tranzistor, ci un circuit echivalent pentru un tranzistor cu sarcină rezistivă.

2. Este clar că circuitul este valabil numai pentru calculul funcției directe de transfer și a impedanței de intrare. Circuitul nu poate fi utilizat pentru calculul funcției inverse de transfer și a impedanței de ieșire.

3. La frecvențe suficient de joase, astfel încît capacitățile C_μ și C_π să nu influențeze performanțele, E_0/E_i este egală cu A_o, amplificarea de la frecvențe mijlocii, dată de ecuația (14.11). Aceasta rezultă din fig. 14.17. Rezultă, de asemenea, din ecuația (14.45) identitatea celor două forme ale expresiei divizorului de tensiune:

$$\frac{r_\pi}{r_x + R_s + r_\pi} = \frac{G'_s}{G'_s + g_\pi} \tag{14.47}$$

(v. problema P. 14.16).

4. Frevența ω_h, la care modulul amplificării de tensiune E_o/E_i scade la 0,707 din valoarea sa de la frecvențe mijlocii, este identică cu frecvența polului pentru funcțiile cu un singur pol. Adică:

$$\omega_h = |s_p| = \frac{G'_s + g_\pi}{C_\pi + C_\mu[1 + (g_m + G'_s)R_L]} = \frac{G'_s + g_\pi}{C_t}. \tag{14.48 a}$$

Rezultatul se obține destul de ușor din ecuația (14.45), dar se observă că ecuațiile (14.48) pot fi obținute direct prin analiza fig. 14.17, întrucît $G'_s + g_\pi$ este conductanța de la bornele lui C_t.

Ecuațiile de tipul (14.45) nu trebuie memorate.

5. Domeniul de frecvențe în care relația aproximativă a amplificării (ecuația 14.45) este valabilă, poate fi calculat destul de ușor din ecuațiile (14.40) și (14.42). La frecvențe mult mai mari decît ω_h numai termenul în s de la numitorul ecuației (14.45) va fi important. Deci, la o astfel de frecvență la care

$$|s| = \frac{g_m}{10C_\pi} \approx \frac{\omega_T}{10}$$

termenul în s^2 pe care anterior l-am neglijat are mărimea:

$$|s^2 C_\pi C_\mu R_L| = \frac{sC_\mu g_m R_h}{10}. \tag{14.49}$$

Astfel, în cel mai rău caz, în care termenul $sC_\mu g_m R_L$ de la numitorul ecuației (14.45) este dominant, găsim din ecuația (14.49) că am neglijat termenul pătratic din ecuația (14.37), care este o zecime din termenul dominant. Tragem concluzia că pentru $|s| = \omega_T/10$ neglijarea termenului în

s^2 din ecuația (14.37) introduce o eroare a fazei de 6° și o eroare a amplitudinii neglijabilă. Pentru frecvențe mai mici decît $\omega_T/10$, eroarea va fi cu atît mai mică.

6. Examinarea ecuațiilor (14.48) sau a fig. 14.17 arată că lărgimea benzii amplificatorului cu emitor comun crește cînd rezistența de sarcină

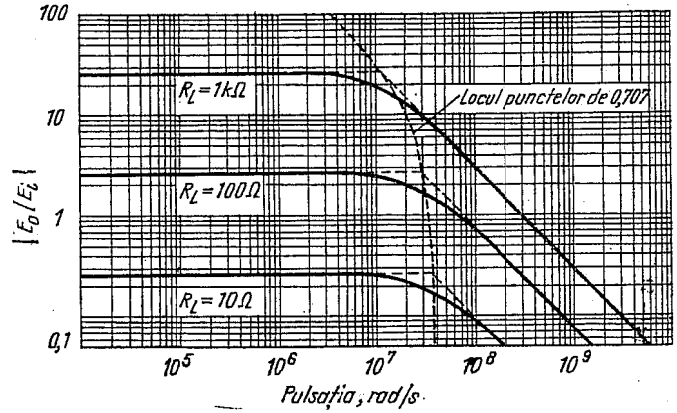


Fig. 14.18. Caracteristica de frecvență pentru diferite valori ale rezistorului de sarcină R_L se presupune că punctul de funcționare în repaus rămîne neschimbat.

R_L scade, pentru că $C_\mu(g_m + G'_s)\,R_L$ scade (se presupune aici că tensiunile și curenții din punctul de funcționare în repaus sînt constante cînd R_L variază). Dar din ecuația (14.45) rezultă că dacă R_L scade, pentru obținerea unei lărgimi a benzii mai mari, amplificarea la frecvențe medii scade. De observat, însă, că lărgimea benzii nu crește în aceeași proporție, în care se reduce amplificarea. De fapt, se vede din ecuația (14.45) că pentru R_L mic, amplificarea tinde la zero, în timp ce lărgimea benzii atinge o valoare limită :

$$\omega_h\Big|_{R_L \to 0} = \frac{G'_s + g_\pi}{C_\pi + C_\mu}. \tag{14.50}$$

Efectul variației lui R_L asupra amplificării și lărgimii benzii este arătat grafic în fig. 14.18.

7. Ecuația (14.48) sau fig. 14.17 arată, de asemenea, că lărgimea benzii amplificatorului poate fi crescută prin scăderea lui R_s. Dar rezultă, clar, din ecuația (14.48), că indiferent de valorile lui R_s și R_L în circuitul

simplu cu emitor comun din figura 14.16, lărgimea benzii nu poate depăși frecvența :

$$\omega_b = \frac{g_x + g_\pi}{C_\pi + C_\mu} \approx \frac{g_x}{C_\pi + C_\mu}. \tag{11.51}$$

Această frecvență, funcție de parametrii fundamentali asociați bazei tranzistorului, este adesea numită *frecvența de tăiere transversală a bazei*[1]).

14.5.3. Exemplu de analiză

Pentru a ilustra tehnicile de calcul dezvoltate mai sus, să calculăm amplificarea de tensiune și lărgimea benzii amplificatorului cu emitor comun arătată în fig. 14.19, *a*. Se presupun următorii parametri ai tranzistorului :

— de semnal mare : $\beta_F \approx 80$;

— de semnal mic, la $V_{CE} = 10$ V, $I_C = 15$ mA :

$C_\mu = 2{,}5$ pF, $\beta_0 = 80$, $f_T = 750$ MHz, $r_x = 30\,\Omega$.

Prima etapă în analiză este de a găsi punctul de funcționare în repaus. Tranzistorul lucrează în regiunea activă normală ; deci vom aplica analiza din § 13.4.1. Pe această bază se calculează I_C aplicînd ecuația (13.13) :

$$I_C = \frac{(E_B - V_D)\beta_F}{R_b + (\beta_F + 1)R_e}.$$

Aici

$$E_B = \frac{2{,}7}{2{,}7 + 7{,}5} \times 15 = 4\,\text{V}$$

și

$$R_b = 2{,}7 \,||\, 7{,}5 = 2\ \text{k}\Omega.$$

Deci, presupunînd că $V_D = 0{,}6$ V, curentul de colector este :

$$I_C = \frac{(4 - 0{,}6) \times 80}{2 + (80+1) \times 0{,}2} = 15\ \text{mA}.$$

[1]) Este posibil să se obțină lărgimi mai mari ale benzii decît ω_b prin adăugarea altor elemente de circuit, ca rezistor în serie cu emitorul. V. bibliografie [14.4] și [14.5].

De asemenea :

$$V_{CE} \approx 15 - I_Q (R_L + R_e) = 15 - 15 \times (0{,}1 + 0{,}2) = 10{,}5 \text{ V}.$$

Aceste valori arată că tranzistorul este într-adevăr în regiunea activă normală, presupunere ce a justificat aplicarea ecuației (13.13).

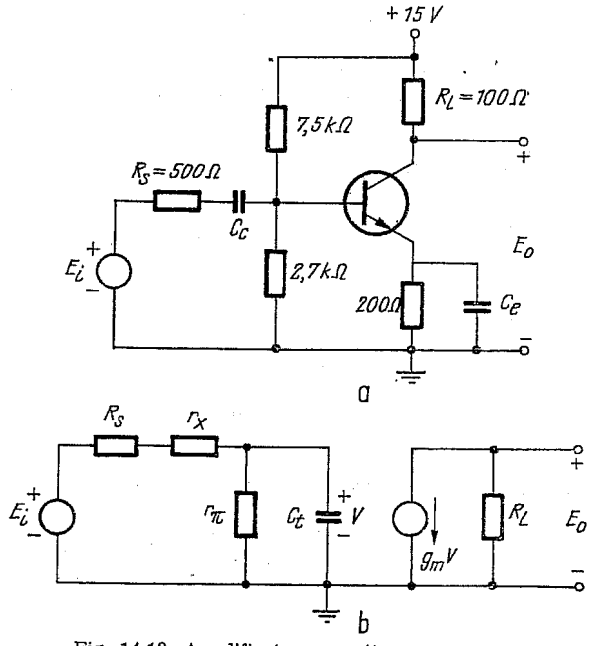


Fig. 14.19. Amplificator cu emitor comun :
a – schema ; *b* – circuitul echivalent de semnal mic de înaltă frecvență, bazat pe aproximația unui singur pol.

Punctul de funcționare în repaus este foarte apropiat de cel în care s-au dat parametrii de semnal mic, astfel încît nu este necesară o modificare la scară a parametrilor. Deci, valorile parametrilor circuitului π-hibrid pentru modelul de semnal mic (fig. 14.19, *b*) sînt :

$$g_m = \frac{q|I_Q|}{kT} = \frac{15}{25} = 0{,}6 \text{ S}$$

$$g_\pi = g_m/\beta_0 = 600/80 = 7{,}5 \text{ m S}$$

$$r_\pi = \frac{1}{7{,}5} = 0{,}133 \text{ k}\Omega$$

$$C_\pi = \frac{g_m}{\omega_T} - C_\mu = \frac{6\,00}{2\pi \times 0{,}75} - 2{,}5 = 125 \text{ pF}$$

și

$$C_t = C_\pi + C_\mu [1 + (g_m + G'_s) R_L] = 125 + 2{,}5 \, [1 + (600 + 1/0{,}53) \times 0{,}1] = 278 \text{ pF}.$$

Prin analizarea fig. 14.19, *b*, se găsește amplificarea la frecvențe mijlocii :

$$\frac{E_0}{E_i} \text{ (frecvențe mijlocii)} = \frac{r_\pi}{r_\pi + R_s + r_x} (-g_m R_L) = -\frac{(0.133)\ (600)\ (0{,}1)}{0{,}133 + 0{,}5 + 0{,}03} = -12.$$

Circuitul are un singur po l la :

$$s_1 = -\frac{g_\pi + G'_s}{C_t} = -\frac{7{,}5 + 1/0{,}53}{278} = -0{,}038 \text{ (ns)}^{-1}$$

astfel încît frecvența superioară de 0,707 va fi :

$$\omega_h = 0{,}038 \times 10^9 \text{ rad/s sau } f_h = 5{,}4 \text{ MHz}.$$

Pentru a verifica acest calcul, bazat pe aproximația unui singur pol, calculăm cei doi poli și zeroul din E_0/E_i [ecuația (14.37)]. Zeroul este :

$$s_z = \frac{g_m}{C_\mu} = \frac{600}{2{,}5} = 240 \text{ (ns)}^{-1},$$

iar cei doi poli, calculați prin găsirea rădăcinilor ecuației de gradul doi a numitorului, sînt :

$$s_1 = -0{,}0335 \text{ (ns)}^{-1}$$

$$s_2 = -8{,}95 \text{ (ns)}^{-1}$$

Așa cum era de prevăzut, $|s_2|$ este mai mare decît ω_T. Este limpede că polii sînt în acest caz foarte depărtați ; deci cele două calcule pentru polul dominant sînt foarte apropiate. Pentru a justifica mai mult neglijarea polului nedominant și a zeroului, se trasează în fig. 14.20 amplitudinea și faza funcției de transfer E_0/E_i în cele două cazuri. Pentru frecvențe mai mici decît $\omega_T/10$, diferența între cele două soluții este foarte mică.

14.5.4. Exemplu de proiectare

Să presupunem că dorim, dacă este posibil, să reproiectăm amplificatorul din fig. 14.19 astfel ca el să aibă o lărgime a benzii de 10 MHz, menținînd același punct de funcționare în repaus pentru tranzistor. Conform ecuației (14.51), cea mai mare lărgime a benzii posibilă pentru

acest circuit în punctul de funcționare în repaus menționat este frecvența de tăiere transversală :

$$\omega_b = \frac{g_s + g_\pi}{C_\pi + C_\mu} = \frac{33 + 7{,}5}{125 + 2{,}5} = 0{,}318 \times 10^9 \text{ rad/s}$$

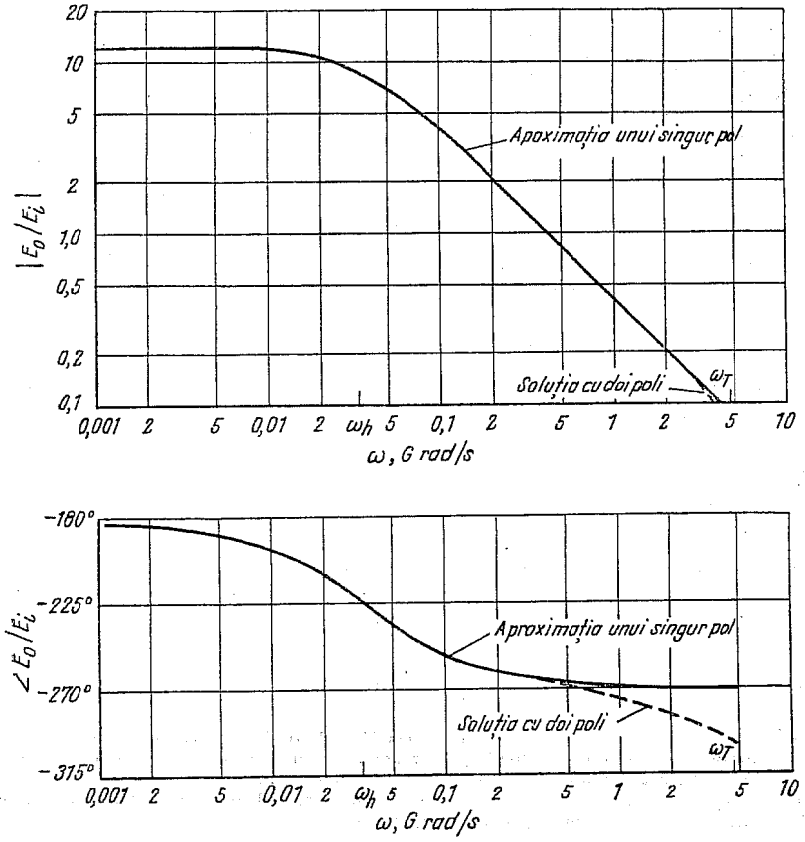


Fig. 14.20. Caracteristica de frecvență a amplificatorului cu un singur etaj din fig. 14.19.

sau

$$f_b = 50{,}7 \text{ MHz}.$$

Deci proiectarea este posibilă. Dar este clar că nu există o singură soluție : multe combinații diferite ale lui R_s și R_L pot da lărgimea benzii dorită. Pentru a restringe datele proiectării,

vom presupune că valoarea maximă pentru R_s este de 50 Ω, corespunzînd rezistenței de ieșire a celor mai multe generatoare de semnal de radiofrecvență. Întrucît dorim o amplificare maximă, R_s trebuie să aibă valoarea minimă. Din ecuația (14.48) rezultă :

$$C_t = \frac{g_\pi + G'_s}{\omega_h} = \frac{7{,}5 + 10^3/(50 + 30)}{2\pi \times 0{,}01} = 318 \text{ pF}.$$

Acum, poate fi utilizată ecuația (14.46) pentru a găsi R_L :

$$C_t = C_\pi + C_\mu[1 + (g_m + G'_c)\, R_L] = 125 + 2{,}5\ (1 + 0{,}6\ R_L) = 318 \text{ pF}.$$

Deci $R_L = 127\ \Omega$.

Pentru a menține același punct de funcționare în repaus sînt necesare unele mici modificări în rețeaua de polarizare (v. problema P.14.17).

14.6. PERFORMANȚELE DE ÎNALTĂ FRECVENȚĂ ALE AMPLIFICATOARELOR CU SURSĂ COMUNĂ

Schema și circuitul echivalent de semnal mic de înaltă frecvență pentru un amplificator cu un singur etaj cu TEC, arătate deja în acest capitol, sînt repetate în fig. 14.21. Întrucît circuitul echivalent de semnal

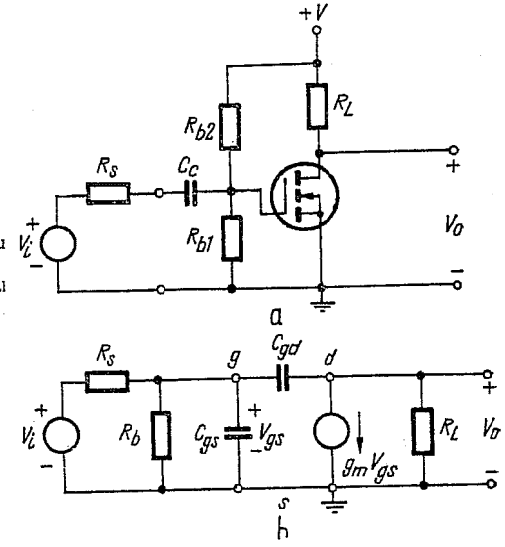


Fig. 14.21. Amplificator cu TEC cu sursă comună :
a — schema ; b — circuitul echivalent de semnal mic de înaltă frecvență.

mic pentru TEC este similar circuitului echivalent π — hibrid pentru tranzistorul bipolar, aproape toate concluziile din § 14.5.2 se aplică la amplificatoarele cu TEC. În particular, la circuitele din fig. 14.21 poate fi aplicată aproximația cu un singur pol.

14.6.1. Funcția de transfer

Funcția de transfer de înaltă frecvență V_0/V_i din fig. 14.21, *b* poate fi găsită prin analiză directă, sau punînd $g_\pi = 0$ și $r_x = 0$ în ecuația (14.37). În acest caz, G'_s se reduce la G_s deci:

$$\frac{V_o}{V_i} = -\frac{G_s R_L(g_m - sC_{gd})}{G_s + s[C_{gs}+C_{gd}+C_{gd}R_L(g_m+G_s)]+s^2C_{gs}C_{gd}R_L}. \quad (14.52)$$

(S-a presupus din nou că R_0 este mult mai mare decît R_s). Pentru frecvențe în domeniul

$$|sC_{gs}| << g_m \quad (14.53)$$

în care

$$|s^2C_{gs}C_{gd}R_L| << |sC_{gd}R_L(g_m + G_s)|$$

ecuația (14.52) devine o funcție cu un singur pol. De asemenea, pentru că C_{gd} este de obicei mai mic decît C_{gs}, ecuația (14.53) implică $|sC_{gd}| << g_m$. Urmează că pentru frecvențe mult mai mici decît

$$s = \frac{g_m}{C_{gs}} \quad (14.55)$$

ecuația (14.52) se reduce la:

$$\frac{V_o}{V_i} = -\frac{G_s g_m R_L}{G_s + s[C_{gs} + C_{gd} + C_{gd}R_L(g_m + G_s)]}. \quad (14.56)$$

La fel ca în cazul amplificatoarelor cu tranzistoare bipolare, se poate găsi un circuit care să interpreteze foarte simplu ecuația (14.56). Ecuația conține un termen care cuprinde amplificarea de bază a circuitului, adică $-g_m R_L$ și un divizor de tensiune, aici sub formă de admitanțe. Circuitul simplu din fig. 14.52 reflectă aceste două trăsături. Deoarece

capacitatea mărită C_t apare direct la bornele de intrare ale TEC-ului, în conformitate cu terminologia utilizată în tuburile cu vid, acest efect se mai numește adesea efectul Miller pentru capacități.

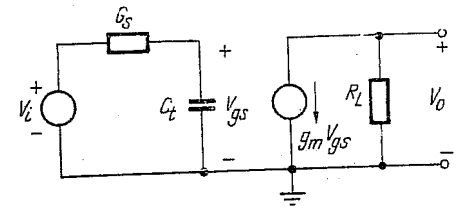


Fig. 14.22. Circuit de interpretare a aproximației cu un singur pol.

Multe din concluziile expuse în § 14.5.2 despre modelul cu un singur pol al amplificatorului cu tranzistor bipolar se aplică la fel de bine ecuației (14.56) și fig. 14.22. Pe scurt:

1. Circuitul unilateral cu o capacitate de valoare

$$C_t = C_{gs} + C_{gd}[1 + (g_m + G'_s)\ R_L] \quad (14.57)$$

nu este un model al tranzistorului, ci un circuit echivalent de semnal mic pentru un TEC cu sarcină rezistivă.

2. Circuitul nu este valabil pentru calculul impedanței de ieșire sau al funcției inverse de transfer:

3. Frecvența de 0,707, ω_h este:

$$\omega_h = \frac{G_s}{C_t} = \frac{G_s}{C_{gs}+C_{gd}[1+(g_m+G_s)R_L]}. \quad (14.58)$$

4. Lărgimea benzii crește prin descreșterea lui R_L și R_s. Pentru R_L mic, limita lărgimii benzii este:

$$\omega_h = \frac{G_s}{C_{gs}+C_{gd}}. \quad (14.69)$$

Pentru R_s mic, limita lărgimii benzii este:

$$\omega_h = \frac{1}{C_{gd}R_L}. \quad (14.60)$$

14.6.2. Exemplu

Dorim să proiectăm un amplificator cu TEC cu un singur etaj care să aibă aceeași lărgime a benzii cu amplificatorul cu tranzistor din § 14.5.3, adică 5,4 MHz. Rezistența sursei este

de 500 Ω. Parametrii de semnal mic ai TEC-ului în punctul de repaus $V_{DS} = 15$ V, $V_{GS} = -14$ V sînt;

$$y_{fs} = 5 \text{ mS}, \quad C_{iss} = 11 \text{ pF}, \quad C_{rss} = 2 \text{ pF}.$$

Astfel, parametrii din circuitul echivalent ai TEC-ului sînt

$$g_m = 5 \text{ mS}, \quad C_{gs} = C_{iss} - C_{rss} = 9 \text{ pF}, \quad C_{gd} = C_{rss} = 2 \text{ p F}.$$

Pentru a găsi valoarea lui R_L necesară pentru a realiza lărgimea dorită a benzii, se folosește ecuația (14.58):

$$R_L = \frac{G_s/\omega_h - C_{gs} - C_{gd}}{C_{gd}(g_m + G_s)} = \frac{2/0{,}034 - 9 - 2}{2\,(5 + 2)} = 3{,}4 \text{ kΩ}.$$

Amplificarea la frecvențe medii este:

$$\frac{V_o}{V_i} = -g_m R_L = -5 \times 3{,}4 = -17.$$

14.7. CARACTERISTICA GLOBALĂ DE FRECVENȚĂ ȘI RĂSPUNSUL LA SEMNAL TREAPTĂ AL AMPLIFICATORULUI CU UN SINGUR ETAJ

14.7.1. Funcția de transfer aproximativă (numai polii dominanți)

S-a examinat în paragrafele precedente comportarea la joasă frecvență și la înaltă frecveoță a amplificatoarelor cu tranzistoare cu un singur etaj. Metoda de proiectare descrisă în § 14.3 ne asigură că răspunsul amplificatorului la frecvențe joase, cu condensatoare de cuplaj și de decuplare, este dominat de un pol. Astfel, pentru frecvențe joase funcția de transfer poate fi aproximată prin funcția:

$$\frac{V_o}{V_i} \approx \frac{A_o s}{s - s_1} \tag{14.61}$$

pînă la aproximativ $\omega_l/3$, în care punct și celălalt pol începe să aibă un efect important asupra funcției de transfer. S-a arătat în § 14.5.2 că la frecvențe înalte, funcția de transfer este de asemenea dominată de un

pol; deci pentru frecvențe înalte, dar sub $\omega_T/10$, funcția de transfer se aproximează prin:

$$\frac{V_o}{V_i} \approx \frac{A_o}{1 - s/s_2} \tag{14.62}$$

(v. de exemplu ecuația 14.45).

Cele două ecuații de mai sus pot fi combinate într-o singură funcție de transfer aproximativă valabilă de la $\omega_l/3$ la $\omega_T/10$. Pentru a fi în concordanță cu aceste rezultate, această funcție trebuie să fie de forma:

$$\frac{V_O}{V_i} \approx \frac{A_o s}{(s - s_1)(1 - s/s_2)}. \tag{14.63}$$

Această expresie, bazată numai pe polii dominanți, poate fi acum utilizată pentru a găsi caracteristica completă de frecvență și răspunsul la semnalul treaptă al unui aplificator cu tranzistoare.

14.7.2. Exemplu de calcul al lui R_L pentru un amplificator cu tranzistor bipolar

Completăm acum proiectarea amplificatorului cu tranzistor bipolar discutat în § 14.3.3 prin calcularea valorii maxime a rezistorului de sarcină R_L care să dea o amplificare constantă de tensiune V_o/V_i de la 50 Hz la 1 MHz (puncte de 0,707). În punctul de funcționare în repaus $I_C = 2{,}5$ mA, $V_{CE} = 5$ V, parametrii de înaltă frecvență ai tranzistorului sînt: $f_T = 200$ MHz, $r_x = 0{,}1$ kΩ și $C_{ob} = 5$ pF. Circuitul este arătat în fig. 14.23, *a*.

Deși s-a definit oarecum diferit, ω_l din acest exemplu are aceeași semnificație cu cea din § 14.3.3. Deci toate valorile parametrilor de joasă frecvență calculați acolo sînt apropiate de cele din exemplul de față.

Valoarea rezistorului de sarcină va fi determinată în această proiectare de necesitatea unei frecvențe superioare de 0,707 de 1 MHz. Condensatoarele C_c și C_e nu intră în acest calcul, fiind scurtcircuite la această frecvență. De exemplu, impedanța corespunzătoare lui C_c la 1 MHz este:

$$Z = \frac{1}{2\pi \times 10^6 \times 20 \times 10^{-6}} = 0{,}008\ \Omega.$$

Parametrii circuitului π-hibrid pentru acest tranzistor sînt:

$$g_m = 100 \text{ mS}, \ r_\pi = 0{,}4\ k\Omega, \ r_x = 0{,}1 \text{ kΩ și } C_\mu = C_{ob} = 5 \text{ pF}$$

$$C_\pi = \frac{g_m}{\omega_T} - C_\mu = \frac{100}{2\pi(0{,}2)} - 5 = 75 \text{ pF}.$$

Dacă se utilizează aproximația unui singur pol, circuitul echivalent de înaltă frecvență (de această dată incluzînd R_b) este arătat în fig. 14.23, *b*. Frecvența de 0,707 va fi :

$$\omega_h = \frac{G_t}{C_t} \tag{14.64}$$

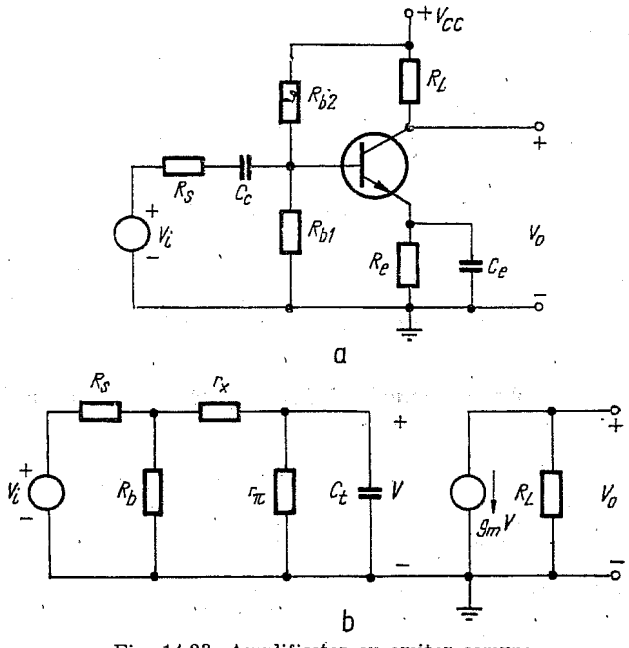


Fig. 14.23. Amplificator cu emitor comun:
a — schemă; *b* — model de semnal mic de înaltă frecvență bazat pe aproximația unui singur pol.

unde G_t este conductanța totală de la bornele lui C_t :

$$G_t = g_\pi + \frac{1}{r_x + R_s \parallel R_b} = 2{,}5 + \frac{1}{0{,}1 + 0{,}91} = 3{,}5 \text{ mS}.$$

Deci, din ecuația (14.64) :

$$C_t = \frac{3{,}5}{2\pi \times 10^{-3}} = 558 \text{ pF}.$$

Pentru a găsi R_L, reamintim că :

$$C_t \approx C_\pi + C_\mu (1 + g_m R_L),$$

de unde se obține R_L

$$R_L = \frac{558 - 75 - 5}{5 \times 10} = 0{,}96 \text{ k}\Omega.$$

14.7.3. Caracteristica de frecvență

Să găsim acum caracteristica completă de frecvență pentru acest amplificator. Mai întîi trebuie să găsim parametrii din ecuația (14.63). În această proiectare aproximativă noi am utilizat numai cei doi poli dominanți, și aceștia cu amplitudini foarte diferite :

$$s_1 = -\omega_l = -314 \text{ s}^{-1}$$

$$s_2 = -\omega_h = -0{,}00628 \text{ (ns)}^{-1}$$

Amplificarea la frecvențe mijlocii A_0 din ecuația (14.63) se găsește prin aplicarea ecuației (14.11) :

$$A_0 = \left(\frac{-10}{10+1}\right)\left[\frac{40(0{,}96)}{10 \parallel 1 + 0{,}1 + 0{,}4}\right] = -24{,}8.$$

Amplitudinea și faza lui V_0/V_i sînt trasate conform ecuației (14.63) pe baza rezultatelor numerice de mai sus, în fig. 14.24. Întrucît au fost incluși numai polii dominanți, această funcție a fost trasată numai în domeniul $\omega_l/3 < \omega < \omega_T/10$.

14.7.4. Răspunsul la semnal treaptă

O aproximație a răspunsului amplificatorului la semnal treaptă aplicat la intrare, poate fi calculat pe baza funcției de transfer aproximative date de ecuația (14.63). Se presupune că răspunsul este determinat de cei doi poli s_1 și s_2. Astfel, răspunsul la semnalul treaptă va consta din două exponențiale :

$$v_o(t) = K_1 e^{+s_1 t} + K_2 e^{+s_2 t} \tag{14.65}$$

unde, conform celor arătate în § 14.7.3,

$$s_1 = -314\ s^{-1}$$

$$s_2 = -6{,}3 \times 10^6 s^{-1}.$$

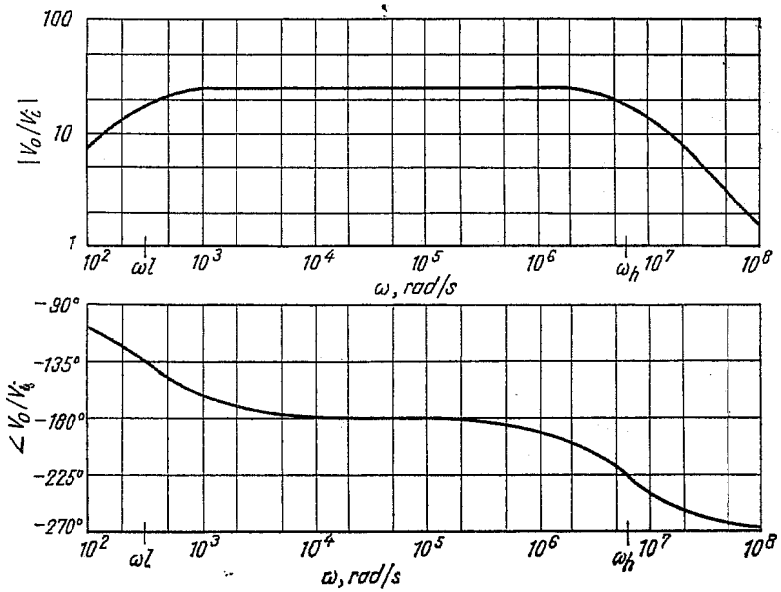


Fig. 14.24. Caracteristica completă de transfer a amplificatorului din fig. 14.23 (numai polii dominanți).

Constantele K_1 și K_2 din ecuația (14.65) pot fi evaluate din condițiile inițiale cunoscute ale rețelei. Întrucît $v_o(t)$ este zero în momentul imediat următor aplicării semnalului treaptă, K_1 și K_2 trebuie să fie egale și de semn contrar. De asemenea, deoarece polii sînt atît de depărtați, termenul în K_2 va tinde către zero foarte rapid, lăsînd v_o practic egal cu K_1. Astfel:

$$|K_1| \approx |A_o|.$$

Deci, pentru un semnal treaptă la intrare de 1 mV, tensiunea la ieșire (în milivolți) va fi:

$$v_o(t) = 24{,}8\ [e^{-6.3 \times 10^6 t} - e^{-314\ t}].$$

Este evident foarte greu să trasăm această funcție pe o singură scară liniară a timpului. Prima exponențială tinde să dispară în circa o microsecundă, în care timp cea de a doua exponențială și-a schimbat valoarea cu mai puțin de 1%. Deci, vom trasa răspunsul așa cum este arătat în fig. 14.25, cu o scară extinsă a timpului pentru prima microsecundă.

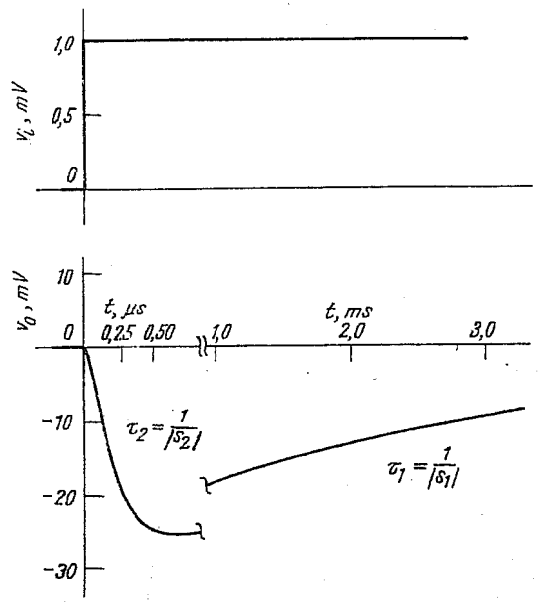


Fig. 14.25. Răspunsul la semnalul treaptă al amplificatorului din fig. 14.23.

Domeniul de valabilitate al soluției cu polii dominanți pentru răspunsul în timp nu rezultă atît de clar ca pentru caracteristica de frecvență. Se știe totuși că circuitul echivalent complet de semnal mic conține patru elemente de înmagazinare a energiei C_π, C_μ, C_c și C_e, astfel că răspunsul la semnalul treaptă este de fapt o sumă de patru exponențiale și nu de două. Una din aceste exponențiale adiționale, corespunzînd polului de deasupra lui ω va fi foarte rapidă și va schimba curba trasată în fig. 14.25 numai în primele nanosecunde. Cealaltă exponențială adițională, corespunde unui pol situat mult mai jos decît ω_l, va fi o constantă pentru intervalul de timp trasat. Tragem concluzia că răspunsul la semnalul treaptă bazat numai pe polii dominanți nu este corect pentru primele nanonsecunde și pentru timpi mai mari decît aproximativ 10 ms.

14.7.5. Testarea cu unda dreptunghiulară

Deoarece răspunsul la semnalul treaptă al amplificatorului este de fapt determinat de localizarea celor doi poli dominanți, acest răspuns este o metodă convenabilă de evaluare a performanțelor amplificatorului. Timpul de creștere a tensiunii de la ieșirea amplificatorului poate fi utilizat pentru a determina ω_h, deoarece pentru o exponențială simplă, timpul de creștere de la 10 la 90% din valoarea finală este:

$$t(90\%) - t(10\%) = t_{cr} = 2{,}2\ \tau = \frac{2{,}2}{\omega_h}. \tag{14.66}$$

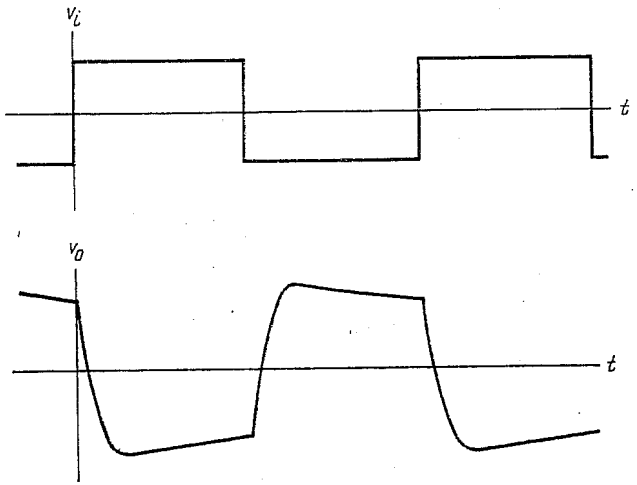


Fig. 14.26. Răspunsul la o undă dreptunghiulară. Pentru un amplificator de bandă largă, timpii de creștere și cădere a palierului nu pot fi văzuți pe aceeași scară de timp.

Ecuația (14.66) se scrie adesea sub forma:

$$t_{cr} \times f_h = \frac{2{,}2}{2\pi} = 0{,}35 \tag{14.67}$$

adică, *produsul dintre timpul de creștere și lărgimea benzii este egal cu* 0,35.

În plus, căderea palierului poate fi utilizată pentru a măsura τ (fig. 14.25), deci s_1 și ω_l. Pentru căderi mici ale palierului, exponențiala este aproape liniară:

$$e^{-t/\tau_1} \approx 1 - \frac{t}{\tau_1}. \tag{14.68}$$

Astfel, o cădere de 10% în t secunde implică:

$$\tau_1 = 10\ t.$$

Pentru măsurări de laborator, este convenabilă utilizarea unei funcții periodice la intrare. Aceasta poate fi, fără schimbări esențiale în rezultat, o undă dreptunghiulară, așa cum se arată în fig. 14.26. Singura cerință asupra acestei unde este ca perioada sa să fie suficient de mare pentru a permite măsurarea satisfăcătoare a lui τ_1. Astfel, perioada undei dreptunghiulare trebuie să fie mai mare decît 0,2 τ_1. Este clar că pentru un amplificator în care s_1 și s_2 diferă prin cîteva ordine de mărime, nu va fi posibil să se observe și timpul de creștere și căderea palierului pe aceeași scară de timp a osciloscopului (v. problema P.14.18).

BIBLIOGRAFIE

14.1. Guillemin, E. A. *Introductory Circuit Theory*, Wiley, New York, 1958.

14.2. Bose, A. G., și Stevens, K. N., *Introductory Network Theory*, Harper and Row, New York, 1965.

14.3. Van Valkenburg, M. E., *Network Analysis*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.

14.4. Thornton, R. D. ș.a., *Mullistage Transistor Circuits* Wiley, New York, 1965.

14.5. Pederson, D. O., *Electronic Circuits*, prelim. ed., Mc Graw-Hill, New York, 1965.

14.6. Valley, G. E. și Wallman, H. *Vacuum Tube Amplifiers*, Mc-Graw-Hill, New York, 1948.

14.7. *The General Radio Experimenter*, vol. 42, Nos. 11–12 (De- cember, 1968).

14.8. Gibbons, J. F., *Semiconductor Electronics*, McGraw- Hill, New York, 1966.

PROBLEME

P14.1. Să se deducă expresia pentru calculul condensatorului de cuplare C_c din fig. 14.3 necesar pentru a produce o cădere a palierului mai mică decît 10% din amplitudinea unei unde dreptunghiulare de perioadă T (v. fig. 14.5). Utilizînd valorile parametrilor introduse în §14.1.4., să se calculeze valoarea lui C_c pentru o undă dreptunghiulară de 50 Hz. Să se compare rezultatul cu acela calculat în §14.1.4 și să se explice eventualele diferențe.

P14.2. Să se deducă expresia amplificării complete de tensiune pentru circuit și să se verifice că amplificarea la frecvențe mijlocii și polul de joasă frecvență s_b sînt date de ecuațiile (14.11) și (14.9), prin calcul direct asupra circuitului din fig. 14.6.

P14.3. Să se determine valoarea lui C_c din fig.14.1, *a*, astfel ca punctul de 0,707 de joasă frecvență să fie la 50 Hz. Se presupune $R_s = 1$ kΩ, $R_{b1} = 12$ kΩ, $R_{b2} = 50$ kΩ, $r_x = 20\,\Omega$, $r_\pi = 300\Omega$, $g_m = 300$ mS.

P14.4. Să se calculeze amplificarea de tensiune de semnal mic a circuitului din fig. 14,7, *a* la frecvența zero și să se compare cu cea de la frecvențe mijlocii dată de ecuația (14.18). Să se exprime raportul A_0/A (*joasă frecvență*) în funcție de R_s și R_T (ecuația 14.13) și s_c, s_s (ecuațiile 14.14 și 14.16).

P14.5. Să se verifice, prin calcularea directă a lui V_o/V_i din fig. 14.7, *b*, localizarea zerourilor rețelei așa cum este dată de ecuația (14.16).

P14.6. Să se verifice, prin calcul direct, că ecuația (14.17) este funcția de transfer corectă pentru circuitul din fig. 14.7, *b*.

P14.7. Să se găsească o expresie literală pentru răspunsul $v_o(t)$ al circuitului din fig. 14.7 *b*, dacă $v_i(t)$ este un semnal treaptă unitate de tensiune.

P14.8. Să se găsească, prin calcul direct, amplificarea V_o/V_i a circuitului din fig. 14.10 și să se verifice ecuația (14.22). Să se găsească amplificarea la frecvența zero și să se compare cu ecuația (14.24). Să se exprime raportul amplificării în funcție de g_m și R_e și, de asemenea, în funcție de polii și zero-urile rețelei.

P14.9. Să se proiecteze amplificatorul cu TEC din fig. 14.10 care să îndeplinească aceleași date de proiectare cu cel dat în § 14.1.4., adică o frecvență de 0,707 la 50 Hz cu $R_s = 50$ kΩ, $g_m = 1$ mS, $R_L = 100$ kΩ, $R_e = 10$ kΩ.

P10.10. Să se aleagă condensatoarele de polarizare pentru amplificatorul cu TEC din fig. 14.11, *b* pentru a avea o frecvență de 0,707 la 10 Hz. Se dau : $R_s = 10$ kΩ, $R_L = 50$ kΩ, $R_e = 8$ kΩ, R_{b1} și R_{b2} mari, $g_m = 3$ mS. Să se verifice proiectarea, să se calculeze amplificarea de tensiune la frecvențe mijlocii și polii și zero-urile de joasă frecvență. Să se utilizeze aceste valori pentru trasarea la scară logaritmică a amplitudinii și fazei lui V_o/V_i.

P14.11. Să se verifice ecuațiile (14.32) și (14.33) prin examinarea fig. 14.14.

P14.12. (a) Să se deducă formula de proiectare pentru calculul condensatorului de cuplaj pentru o margine inferioară a benzii ω_e pentru circuitul repetor pe sursă cu TEC din fig. 14.16, *a*.

(b) Să se găsească C_c pentru o margine inferioară a benzii de 10 Hz, presupunînd $R_s = 10$ kΩ, $R_e = 10$ kΩ, $R_{b1} \parallel R_{b2} = 1\,\mathrm{M}\Omega$ și $g_m = 2$ mS. Să se calculeze amplificarea de tensiune la frecvențe mijlocii.

P14.13 (a) Să se deducă formula de proiectare pentru calculul condensatorului de cuplaj cîndu-se frecvența limită inferioară ω_l pentru circuitul repetor pe emitor din fig. 14.15, *b*.

(b) Să se găsească C_c care să realizeze o frecvență limită inferioară de 10 Hz, presupunînd $R_s = 1$ kΩ, $R_e = 1{,}5$ kΩ, R_{b1} și R_{b2} mari, și $g_m = 100$ mS. Să se calculeze amplificarea de tensiune la frecvențe mijlocii.

P14.14. Expresia aproximativă pentru descompunerea în factori a unui polinom de gradul doi, cu o eroare de sub 10% pentru calculul unor rădăcini al căror raport este mai mare de 10, este :

$$Q(s) = i_2 s^2 + i_1 s + i_0 \approx i_2 \left(s + \frac{i_0}{i_1}\right)\left(s + \frac{i_1}{i_2}\right).$$

adică, rădăcinile polinomului sînt aproximate cu minusul raportului coeficienților adiacenți ai polinomului. Să se aplice această aproximație la polinomul numitorului ecuației (14.37) și să se demonstreze că cea mai mare dintre rădăcini este întotdeauna mai mare în modul decît ω_T.

P14.15. Să se calculeze amplificarea V_o/V_i a circuitului din fig. 14.17 și să se verifice că ea are funcția de transfer specificată de ecuația (14.45).

P14.16. Să se arate că cele două forme ale divizorului de tensiune din ecuația (14.47) sînt identice.

P14.17. Să se completeze reproiectarea circuitului din §14.5.4, fig. 14.19 prin alegerea de noi valori ale rezistoarelor de polarizare pentru a menține punctul de funcționare în repaus inițial $I_C = 15$ mA, $V_{CE} = 10$ V.

P14.18. Să se calculeze mărimea căderii palierului (exprimată ca procent din amplitudine) care ar rezulta dacă o undă dreptunghiulară de 100 Hz s-ar aplica amplificatorului proiectat în §14.3.3., 14.7.2 și 14.7.3. De asemenea, să se calculeze timpul de creștere.

P14.19. Pornind de la comportarea asimptotică a circuitului din fig. 14.10, să se arate că ecuația (14.12) este de forma generală a funcției de transfer V_o/V_i pentru circuitul cu TEC cu condensator de decuplare a sursei.

P 14.20. Să se proiecteze circuitul din fig. 14.27 pentru a da, pe un domeniu de frecvențe mijlocii de mai multe decade, o amplificare constantă. Frecvența inferioară de 0,707 trebuie să fie la $\omega_l = 100$ rad/s, iar frecvența superioară de 0,707 $\omega_h = 10$ Mrad/s.

(a) Să se deseneze circuitul echivalent complet de semnal mic.

(b) Să se deseneze circuitele echivalente la frecvențe mijlocii, înalte și joase.

(c) Pentru $R_s = 1$ kΩ, $R_L = 400\,\Omega$, R_b mare, $\beta_o = 100$, $I_C = 5$ mA, $r_x = 50\,\Omega$, $C_\mu = 5$ pF și $f_T = 500$ MHz să se găsească C_c pentru a îndeplini condiția cerută pentru ω_l. Să se dovedească că tranzistorul nu este suficient de bun pentru a îndeplini cerințe de proiectare asupra lui ω_h.

(d) Care este amplificarea la frecvențe mijlocii V_o/V_i?

(e) Să se reproiecteze circuitul, utilizînd același tranzistor pentru a îndeplini cerințele inițiale . Care este amplificarea la frecvențe mijlocii a noului circuit?

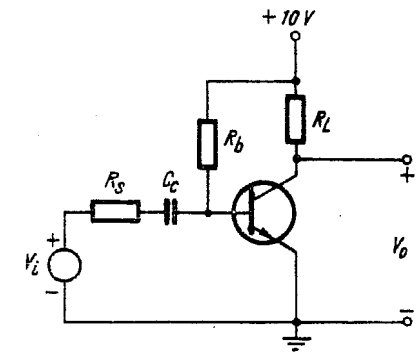


Fig. 14.27. Amplificator cu emitor comun.

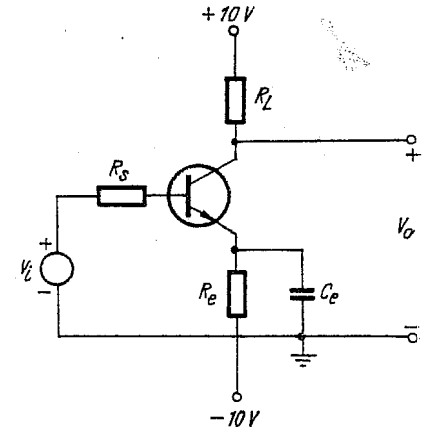


Fig. 14.28. Amplificator cu emitor comun cu două surse de alimentare.

P14. 21. Să se calculeze polii și zero-urile la joasă frecvență, neținînd seama de comportarea la înaltă frecvență, a circuitului din fig. 14.28. Se presupune $\beta_o = 50$, $r_\pi = 250\,\Omega$, $r_x = 0$, $C_\pi = C_\mu = 0$, $R_L = R_s = R_e = 1$ kΩ și $C_e = 100$ μF.

Să se traseze și să se dimensioneze caracteristica la frecvențe mijlocii și la frecvențe joase și tensiunea de ieșire în funcție de timp la un semnal treaptă de intrare de 1 mV la $t = 0$. Să se verifice exactitatea răspunsului prin legătura dintre caracteristica de frecvență și răspunsul la semnalul treaptă.

P14.22. Să se proiecteze un amplificator cu un singur etaj care să aibă un modul al amplificării la frecvențe mijlocii de 100 și frecvențele de 0,707 la 200 Hz și 10 MHz. Se dau $R_s = 50\ \Omega$ și $R_L = 200\ \Omega$ (rezistența din colector).

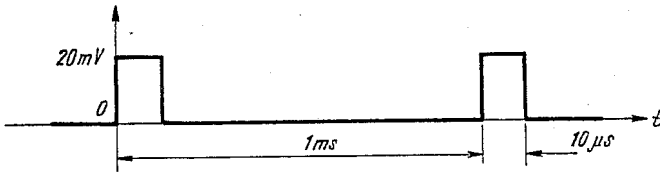


Fig. 14.29. Tren de impulsuri.

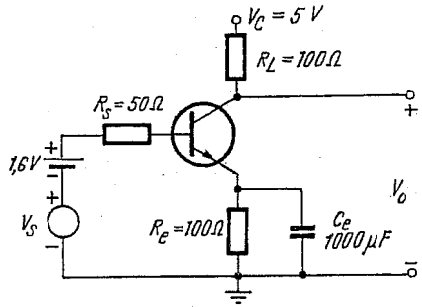


Fig. 14.30. Amplificator cu emitor comun.

P14.23. Să se proiecteze un amplificator cu tranzistor cu un singur etaj similar cu cel din fig. 14.16, care să aibă o amplificare la frecvențe mijlocii de -50. Amplificatorul trebuie să lase impulsurile arătate în fig. 14.29 (fără componentă de curent continuu) să treacă cu mai puțin de 10% cădere a palierului pe oricare parte măsurate în raport cu vîrful corespunzător de amplitudine. De asemenea, timpul de creștere trebuie să fie 0,5 μs.

P14.24. Circuitul arătat în fig. 14.30 utilizează un tranzistor de siliciu *npn* difuzat. El are o amplificare de tensiune la frecvențe mijlocii de -32, o frecvență de 0,707 superioară de 15,9 MHz și o valoare a lui C_μ de 3 pF. Pentru a obține o amplificare mai mare, proiectantul crește valoarea lui R_L la 300 Ω. Să se găsească noua amplificare și noua frecvență superioară de 0,707. Se neglijează r_x în toate calculele. Să se justifice parametrii modelului. Să se facă aproximații rezonabile.